

Stromsysteme der tagseitigen Erdmagnetosphäre – eine statistische Untersuchung anhand von Cluster-Satellitendaten

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades einer Doktorin
der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation

von Evelyn Liebert

aus Augsburg

eingereicht am: 20.08.2020

mündliche Prüfung am: 16.12.2020

1. Referent: Prof. Dr. Karl-Heinz Glaßmeier

2. Referent: Prof. Dr. Andreas Hördt

Druckjahr: 2021

Veröffentlichungen

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik, vertreten durch den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

Publikationen

Liebert, E., Nabert, C., Perschke, C., Fornaçon, K.-H., Glassmeier, K. H., 2017, Statistical survey of day-side magnetospheric current flow using Cluster observations: magnetopause, *Annales Geophysicae*, 35, 645–657.

Liebert, E., Nabert, C., Glassmeier, K.-H., 2018, Statistical survey of day-side magnetospheric current flow using Cluster observations: bow shock, *Annales Geophysicae*, 36, 1073-7080.

Tagungsbeiträge

Liebert, E., Nabert, C., Fornaçon, K.-H. und Glassmeier, K.-H., 2015, Current flow in the terrestrial bow shock and magnetosheath: A Statistical Survey using Cluster Observations, (Poster), EGU General Assembly, Wien, Österreich.

Liebert, E., Nabert, C., Fornaçon, K.-H., Glassmeier, K.-H., 2018, Statistical survey of the terrestrial bow shock current system using Cluster observations, (Poster), EGU General Assembly, Wien, Österreich.

Inhaltsverzeichnis

Veröffentlichungen	iii
Zusammenfassung	xv
Abstract	xvii
1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.1. Der Sonnenwind	3
2.2. Die Magnetosphäre	5
2.3. Einteilchenbewegung	10
2.4. Magnetohydrodynamik	12
2.5. Die Magnetopause	15
2.6. Die Bugstoßwelle	18
2.7. Die Cluster-Mission	21
2.7.1. Die Fluxgatemagnetometer	24
2.7.2. Die Ionenspektrometer CIS	25
3. Datenanalyse	27
3.1. Das Curlometer	27
3.1.1. Fehlerquellen	28
3.1.2. Der Qualitätsfaktor	29
3.1.3. Datenauflösung	33
3.2. Auswahl und Vorbereitung der Daten	38
3.2.1. Identifikation und Klassifikation von Übergängen	39
3.2.2. Referenzsysteme	44
3.2.2.1. Die Referenzmagnetopause	49
3.2.2.2. Die Referenzbugstoßwelle	50
4. Statistische Analyse der Stromsysteme	53
4.1. Ströme der Bugstoßwelle	53
4.1.1. Quasi-senkrechte und quasi-parallele Bugstoßwellen	53
4.1.2. Stromrichtung relativ zur Stoßwelle	57
4.1.3. Die Richtung der Bugstoßwellenströme relativ zum IMF	60
4.1.4. Globale Betrachtung der Bugstoßwellenströme	62
4.1.5. Normalkomponente des Stromdichtevektors	67
4.1.6. Die Stärke der Ströme an der Bugstoßwelle	68
4.2. Ströme der Magnetopause	71
4.2.1. Stromrichtung relativ zur Magnetopause	72

4.2.2.	Globale Betrachtung der Magnetopausenströme	75
4.2.3.	Stromrichtung in Abhängigkeit von der Orientierung des IMF . .	79
4.2.4.	Die Stärke der Magnetopausenströme	82
4.2.5.	Die Lage des Stroms relativ zur Plasmaumgebung	87
5.	Zusammenfassende Diskussion	93
5.1.	Methodik	93
5.2.	Die Stromsysteme	97
5.2.1.	Bugstoßwelle	98
5.2.2.	Magnetopause	100
A.	Anhang	103
A.1.	Projektion zwischen Modellflächen	103
A.2.	Ergänzende Abbildungen	105
	Literaturverzeichnis	115
	Danksagung	119

Abbildungsverzeichnis

2.1. Schematische Darstellung der Parkerspirale und der Sektorstrukturen im Sonnenwind	4
2.2. Ballerinamodell	5
2.3. Schematische Darstellung der Magnetosphäre und der Magnetosheath . .	6
2.4. Skizze der Magnetfeldgeometrie und der Richtung des Magnetopausenstroms im Bereich der Cusp	7
2.5. Skizze der dreidimensionalen Geometrie des tagseitigen Magnetopausenstroms	8
2.6. Übersicht von magnetosphärischen Stromsystemen der Erde	9
2.7. Schematische Darstellung der Magnetfeldgeometrie an einem Rekonnexionspunkt	9
2.8. Rekonnektion und Plasmakonvektion in der Magnetosphäre	10
2.9. Schematisch Darstellung der $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift	11
2.10. Diamagnetischer Strom	12
2.11. Änderung der Plasmamaparameter an einer Tangentialdiskontinuität	14
2.12. Änderung der Plasmamaparameter an einem Fast Shock	15
2.13. Ablenkung und Reflexion von Sonnenwindteilchen an der Magnetopause	16
2.14. Häufigkeitsverteilung der Magnetopausengeschwindigkeit und -dicke . .	16
2.15. Schematische Darstellung magnetosphärischer Grenzschichten	17
2.16. Magnetfeldprofile bei Durchgängen durch die quasi-senkrechte Bugstoßwelle	19
2.17. Teilchenbahnen bei Reflektion von Sonnenwindteilchen an der Bugstoßwelle	20
2.18. Bugstoßwelle und Foreshock-Region der Erde	20
2.19. Häufigkeitsverteilung der Bugstoßwellendicke	21
2.20. Häufigkeitsverteilung der Bugstoßwellengeschwindigkeit	21
2.21. Abstand zwischen den einzelnen Cluster-Satelliten	22
2.22. Saisonale Variation der Lage der Cluster-Orbits	23
2.23. Entwicklung der tetraedrischen Satellitenkonfiguration während eines Umlaufs	23
3.1. Illustration der Stromdichteberechnung mithilfe des Curlometers an den Seitenflächen des Cluster-Tetraeders	28
3.2. Betrags- und Winkelabweichung der Curlometerergebnisse vom Modellstrom in Abhängigkeit vom Qualitätsfaktor	31
3.3. Betrags- und Winkelabweichung bei halbiertem Stromdichte bzw. halbiertem mittlerer Seitenlänge der Tetraeder	32
3.4. Betrags- und Winkelabweichung wie in Abbildung bei vergrößerter mittlerer Seitenlänge der Tetraeder	32

3.5. Betrag- und Winkelabweichung unter Berücksichtigung einer Ortsunge- nauigkeit von bis zu 5 km	33
3.6. Magnetfeld und Curlometerergebnisse während mehrfacher Magnetopau- senübergänge	34
3.7. Vergleich der Curlometerergebnisse für die Magnetopausendurchgänge am 18. April 2002	36
3.8. Schematische Darstellung der Datenauswahl	38
3.9. Mehrfacher Magnetopausendurchgang am 18. April 2002	40
3.10. Mehrfacher Bugstoßwellendurchgang am 4. April 2004	41
3.11. Skizze zur Bestimmung der mittleren und maximalen Stromdichte	42
3.12. Lage der zur Klassifikation der Übergänge verwendeten Regionen entlang der Magnetopause	44
3.13. Beispiel eines Magnetopausenübergangs in niedrigen Breiten (LL) am 18. Januar 2004	45
3.14. Beispiel eines Magnetopausenübergangs im Bereich der Entry layer (EL) am 30. April 2004	46
3.15. Beispiel eines Durchgangs durch die Cusp am 25. März 2002	47
3.16. Beispiel eines Magnetopausenübergangs am Plasmamantel am 3. Februar 2002	48
3.17. Beispielprojektionen der Cluster-Position auf die Referenzmagnetopause .	49
3.18. Beispielprojektionen der Cluster-Position auf die Referenzbugstoßwelle .	51
4.1. Lage aller untersuchten Bugstoßwellendurchgänge projiziert auf die Re- ferenzbugstoßwelle	54
4.2. Winkelabstand der Bugstoßwellendurchgänge zur x -Achse	54
4.3. Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen den mittels MVAB und MVAJ berechneten Richtungen maximaler Varianz, mittlerer Varianz und mini- maler Varianz	55
4.4. Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen der Normalenrichtung der Re- ferenzbugstoßwelle und den mittels MVAB und MVAJ berechneten Nor- malenrichtungen	56
4.5. Häufigkeitsverteilung des Winkels Φ zwischen IMF und den Normalen- richtungen	56
4.6. Winkeldifferenzen zwischen mittlerem Strom, maximalem Strom und Rich- tung maximaler Varianz	58
4.7. Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen den Stromrichtungen und den Normalenrichtungen	58
4.8. Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen den Stromrichtungen und den Normalenrichtungen mit abweichender Farbkodierung entsprechend der Einteilung in quasi-parallele, schräge und quasi-senkrechte Stoßwellen . .	59
4.9. Häufigkeitsverteilung des Winkels zwischen Stromdichtevektor und IMF .	60
4.10. Häufigkeitsverteilung des Winkels zwischen Stromdichtevektor und der Tangentialkomponente des IMF	61
4.11. Relative Häufigkeit von $(\mathbf{J} \times \mathbf{IMF}) \cdot \mathbf{n} < 0$ und $(\mathbf{J} \times \mathbf{IMF}) \cdot \mathbf{n} > 0$ für quasi-parallele, schräge und quasi-senkrechte Stoßwellen	63
4.12. Stromrichtungen an der quasi-senkrechten Bugstoßwelle	64

4.13. Stromrichtungen an der schrägen Bugstoßwelle	65
4.14. Stromrichtungen an der quasi-parallelen Bugstoßwelle	66
4.15. Relative Häufigkeitsverteilung des Winkels zwischen der Stromrichtung in der y-z-Ebene und der positiven y-Achse im Referenzsystem	66
4.16. Relative Häufigkeit der Magnituden der mittleren Ströme.	69
4.17. Relative Häufigkeit der Magnituden der maximalen Ströme.	69
4.18. Mittlere Magnitude der Bugstoßwellenströme	70
4.19. Lage aller untersuchten Magnetopausendurchgänge	71
4.20. Häufigkeitsverteilung der Winkeldifferenzen zwischen mittlerem Strom, maximalem Strom und Richtung maximaler Varianz	72
4.21. Betrag der gemittelten Winkeldifferenzen zwischen den Stromrichtungen	73
4.22. Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen den Stromrichtungen und der lokalen Normalenrichtung der Referenzmagnetopause	74
4.23. Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen den Stromrichtungen und der aus den Magnetfelddaten abgeleitete Normalenrichtung	74
4.24. Stromrichtungen der Magnetopausenströme der Kategorie LL im Referenzsystem	76
4.25. Stromrichtungen der Magnetopausenströme der Kategorie EL im Referenzsystem	77
4.26. Stromrichtungen der Magnetopausenströme der Kategorie EL/C im Referenzsystem	77
4.27. Stromrichtungen der Magnetopausenströme der Kategorie C im Referenzsystem	78
4.28. Stromrichtungen der Magnetopausenströme der Kategorie PM im Referenzsystem	78
4.29. Relative Häufigkeitsverteilung des Winkels zwischen der Stromrichtung in der y-z-Ebene und der positiven y-Achse im Referenzsystem	80
4.30. Relative Häufigkeitsverteilung des Winkels zwischen der Stromrichtung in der y-z-Ebene und der positiven y-Achse der Kategorien LL, EL und PM für südwärtiges und nordwärtiges IMF	81
4.31. Relative Häufigkeitsverteilung des Winkels zwischen der Stromrichtung in der y-z-Ebene und der positiven y-Achse der Kategorien EL/C und C für südwärtiges und nordwärtiges IMF	82
4.32. Mittlere Magnituden der Magnetopausenströme	83
4.33. Häufigkeitsverteilung der Magnituden der mittleren Ströme	84
4.34. Häufigkeitsverteilung der Magnituden der maximalen Ströme	85
4.35. Magnitude der Magnetopausenströme in Abhängigkeit des subsolaren Magnetopausenabstandes	86
4.36. Magnitude der J_y -Komponente in Abhängigkeit von der IMF _z -Komponente	87
4.37. Magnetopausenübergang niedriger Breite am 14. März 2002	88
4.38. Skizze zur Fallunterscheidung der Lage der Magnetopausenströme im Bezug auf das umgebende Plasma	89
4.39. Häufigkeit der beobachteten Lage der Magnetopausenströme	89
4.40. Lage der Magnetopausenströme der Kategorien LL und EL und PM bei süd- und nordwärtigem IMF	90

5.1.	Darstellung der Simulationsergebnisse von Bugstoßwellen- und Magnetopausenströmen nach Lopez et al. (2011)	98
5.2.	Schematische Darstellung der Ergebnisse an der quasi-senkrechten Bugstoßwelle im Referenzsystem	99
A.1.	Radiale Projektion zweier Ortsvektoren zwischen zwei Modellflächen . .	104
A.2.	Häufigkeitsverteilung der Winkeldifferenzen zwischen mittlerem Strom, maximalem Strom und Richtung maximaler Varianz an der Bugstoßwelle wie in Abbildung 4.6 mit abweichender Einteilung in quasi-parallele, schräge und quasi-senkrechte Stoßwellen im Bezug auf die Richtung der MVAB-Normale	105
A.3.	Stromrichtungen an der quasi-senkrechten Bugstoßwelle wie in Abb. 4.12 für die maximalen Ströme	106
A.4.	Stromrichtungen an der schrägen Bugstoßwelle wie in Abb. 4.13 für die maximalen Ströme	107
A.5.	Stromrichtungen an der quasi-parallelen Bugstoßwelle wie in Abb. 4.14 für die maximalen Ströme	108
A.6.	Relative Häufigkeit der Magnituden der Ströme wie in Abb. 4.16 und Abb. 4.17, abweichend mit Klassifizierung nach Φ_{MVAB}	109
A.7.	Richtung der Ströme an der Magnetopause der Kategorie LL wie in Abbildung 4.24 für die maximalen Ströme	110
A.8.	Richtung der Ströme an der Magnetopause der Kategorie EL wie in Abbildung 4.25 für die maximalen Ströme	111
A.9.	Richtung der Ströme an der Magnetopause der Kategorie EL/C wie in Abbildung 4.26 für die maximalen Ströme	112
A.10.	Richtung der Ströme an der Magnetopause der Kategorie C wie in Abbildung 4.27 für die maximalen Ströme	113
A.11.	Richtung der Ströme an der Magnetopause der Kategorie PM wie in Abbildung 4.28 für die maximalen Ströme	114

Tabellenverzeichnis

2.1. Arbeitsbereiche des FGM-Instruments	25
3.1. Vergleich der Curlometergebnisse bei drei Magnetopausendurchgängen am 18. April 2002	37
3.2. Mittelwerte und Varianzen der Winkelabweichung zur mittleren Strom- richtung	37
4.1. Anzahl der Ereignisse an der Bugstoßwelle nach der Einteilung in quasi- senkrechte, schräge und quasi-parallele Stoßwellen	57
4.2. Häufigkeit von $(\mathbf{J} \times \mathbf{IMF}) \cdot \mathbf{n}_{\text{RBS}} < 0$ und $(\mathbf{J} \times \mathbf{IMF}) \cdot \mathbf{n}_{\text{RBS}} > 0$, unterteilt in quasi-parallele, schräge und quasi-senkrechte Stoßwellen	62
4.3. Orientierung der Normalkomponente der Ströme an der quasi-senkrechten Bugstoßwelle	67
4.4. Orientierung der Normalkomponente der Ströme an der quasi-senkrechten Bugstoßwelle abweichend nach MVAB	68
4.5. Mittlere Magnituden der Bugstoßwellenströme	68
4.6. Mittlere Magnituden der Magnetopausenströme	83

Abkürzungsverzeichnis

C	Übergänge der Kategorie <i>cusp</i>
CIS	Cluster Ion Spectrometry experiment
CIS CODIF	CIS Ion Composition Distribution Function Analyser
CIS HIA	CIS Hot Ion Analyser
EL	Übergänge der Kategorie <i>entry layer</i>
EL/C	Übergänge der Mischkategorie <i>entry layer/cusp</i>
FGM	Fluxgate Magnetometer
GSE	Geocentric solar ecliptic (Koordinatensystem)
GSM	Geocentric solar magnetospheric (Koordinatensystem)
IMF	Interplanetares Magnetfeld
LL	Übergänge der Kategorie <i>low latitude like boundary layer</i>
MMS	Magnetospheric Multiscale Mission
MVA	Minimum-Varianz-Analyse
MVAB	MVA der Magnetfelddaten
MVAJ	MVA der Curlometerdaten
PM	Übergänge der Kategorie <i>plasma mantle</i>
RBS	Referenzbugstoßwelle
RMP	Referenzmagnetopause

Zusammenfassung

Betrachtet man die Interaktionsregion zwischen dem Sonnenwind und dem Erdmagnetfeld, so sind zwei Grenzschichten auf der Tagseite der Erde von besonderer Bedeutung: die Bugstoßwelle und die Magnetopause. An der Bugstoßwelle geht die supersonische Strömung des ungestörten Sonnenwindplasmas in eine subsonische und abgelenkte Strömung innerhalb der Magnetosheath über. Das Sheathplasma umströmt die Erdmagnetosphäre an ihrer äußeren Begrenzung, der Magnetopause. Sie trennt das interplanetare Plasma von dem der Erdmagnetosphäre. Beide Grenzschichten stellen Diskontinuitäten dar, an denen sich die Plasmamaparameter sprunghaft ändern. Die Scherung der angrenzenden Magnetfelder verdeutlicht, dass die Bugstoßwelle und die Magnetopause auch Schichtströme beherbergen.

Inhalt dieser Doktorarbeit ist die statistische Untersuchung dieser Ströme. Hierzu werden Messdaten der Multisatellitenmission Cluster an knapp 650 Durchgängen durch die Bugstoßwelle und die Magnetopause ausgewertet. Die dreidimensionalen Magnetfeldmessungen ermöglichen eine direkte Abschätzung der lokalen Stromdichten, basierend auf der Curlometer-Methode.

Anhand von Modellrechnungen und Vergleichen mit Einzelereignissen anderer Studien wird zunächst untersucht, welche Genauigkeit und Aussagekraft die Curlometer-Ergebnisse erwarten lassen. Die Magnituden der bestimmten Ströme unterliegen relativ großen Schwankungen und Unsicherheiten und stellen in Bezug auf einzelne Ereignisse vergleichsweise grobe Abschätzungen dar. In der Statistik und unter Berücksichtigung der zugrundeliegenden Methodik decken sich diese Ergebnisse dennoch mit den Beobachtungen anderer Studien. Die Richtungen der berechneten Stromvektoren besitzen hingegen eine gute Genauigkeit von ungefähr 10° . Der Fokus dieser Arbeit liegt daher vor allem auf der Untersuchung der Orientierung der beobachteten Bugstoß- und Magnetopausenströme.

An der Bugstoßwelle wird, je nach Geometrie bezogen auf das interplanetare Magnetfeld, zwischen einer quasi-senkrechten und quasi-parallelen Stoßwelle unterschieden. In den untersuchten Ereignissen der quasi-senkrechten Bugstoßwelle spiegeln die bestimmten Stromvektoren die Form einer zugrunde gelegten Modellgrenzschicht sehr gut wider. Ihre Orientierung gegenüber der Bugstoßwelle und gegenüber dem interplanetaren Magnetfeld entspricht zu großen Teilen den theoretischen Erwartungen. An der quasi-parallelen Stoßwelle liegt aufgrund veränderter Plasmabedingungen eine andere Ausgangssituation vor. Die Untersuchungen zeigen, dass die Stromrichtungen hier nur noch unzureichend durch die einfache Modellgrenzschicht beschrieben werden können. Insgesamt zeigt sich eine Situation, die sich durch einen hohen Grad an Fluktuationen auszeichnet.

Bei den Untersuchungen der Magnetopausenströme werden alle Ereignisse verschiedenen Kategorien zugeordnet, welche die räumliche Lage in Bezug auf das magnetosphärische Erdmagnetfeld wiedergeben. Zusammengefasst verhalten sich die Beobachtungen niedrigerer und hoher Breiten ähnlich, im Gegensatz zu denen der dazwischenliegenden

Cusp-Regionen. Im Bereich der Cusps oberhalb der Polarregion herrscht eine turbulente und fluktuierende Plasmaumgebung vor. Diese Ausgangssituation spiegelt sich in den Untersuchungsergebnissen der Ströme deutlich wider. Die Ergebnisse der anderen untersuchten Regionen der Magnetopause, welche oberhalb und unterhalb der Cusps liegen, ergeben das Bild eines teilweise in sich geschlossenen tagseitigen Stromsystems. Es deckt sich mit den Erwartungen entsprechend dem gängigen Modell der Chapman-Ferraro-Ströme.

Abstract

Within the region of interactions between the solar wind and earth's magnetic field there are two distinct boundary layers of special relevance: the bow shock and the magnetopause. At the bow shock the supersonic solar wind flow is slowed down to subsonic speeds within the magnetosheath. There, the plasma is diverted and flows around the magnetosphere which is confined by the magnetopause. It separates the interplanetary plasma from the earth's magnetospheric plasma. Both boundary layers resemble discontinuities with jumping plasma properties. The change in magnitude and direction of the magnetic field corresponds to currents flowing within the boundary layers.

In this thesis a statistical study of these currents is conducted. Almost 650 bow shock and magnetopause crossings of the multi-satellite mission Cluster are being analyzed. The curlometer technique together with the three-dimensional nature of Cluster's magnetic field measurements allow a direct estimation of local current densities.

First, the accuracy and significance of the curlometer results is investigated using model calculations and comparisons with single event results from other studies. As the current magnitudes are subject to relatively large variations and uncertainties, single event evaluations allow only a rather rough approximation. Derived from the large statistics and with the consideration of the specific method used in this study, the results of the current magnitudes are still in agreement with the findings from other studies. On the other hand, the calculated current directions possess a good accuracy of around 10° . Therefore, this thesis focuses on the investigation of the orientation of the bow shock and magnetopause currents.

Depending on the geometry with respect to the interplanetary magnetic field, the situations of quasi-perpendicular and quasi-parallel shocks are distinguished. At the quasi-perpendicular shock the current orientations satisfy the theoretically expected orientation with respect to the interplanetary magnetic field. Additionally, based on a simple model of the bow shock geometry, they display its topology very well. At the quasi-parallel shock the initial conditions are different. The results show that the current directions can no longer be described by the simple model bow shock. Overall, the situation at the quasi-parallel shock is dominated by a high grade of fluctuations.

All investigated magnetopause events are assigned to categories, which resemble different spatial regions with respect to earth's magnetic field. The results at regions of lower and higher latitude behave similarly, in contrast to those at the cusp region in between. In the vicinity of cusps above the polar region, a turbulent and fluctuating plasma environment is predominating. This environment is reflected in the highly varying current results. The calculated current directions of the other regions, above and below the cusps, combine to a partially closed day-side current system. This is in agreement to the well known model of the day-side Chapman-Ferraro currents.

1 Einleitung

Die Magnetosphäre der Erde ist jene Region um unseren Planeten, die mit dem umgebenden Plasma des interplanetaren Raumes in Kontakt steht. Von innen wird die Magnetosphäre durch das Erdmagnetfeld aufrechterhalten. Außen befindet sie sich in steter Wechselwirkung mit dem Sonnenwindplasma und dessen Magnetfeld. Infolge dieser Wechselwirkung wird die Magnetosphäre verformt und unterliegt einer ständigen Dynamik.

Die Wechselwirkungsregion zwischen dem Sonnenwind und der Erdmagnetosphäre wird Magnetosheath genannt. An der Magnetopause grenzt sie innen an die Magnetosphäre an, welche das eigentliche Hindernis in der Strömung des Sonnenwindes darstellt. Die Bugstoßwelle stellt die äußere Grenze der Magnetosheath dar. Vor der Bugstoßwelle ist die Sonnenwindströmung ungestört, hinter ihr wird sie innerhalb der Magnetosheath abgelenkt und um die Magnetosphäre herumgeleitet.

Sowohl die Bugstoßwelle als auch die Magnetopause sind Grenzschichten endlicher räumlicher Ausdehnung mit einer Reihe spezifischer Eigenschaften. Unter anderem fließen in ihnen elektrische Ströme, die Bugstoßwellenströme und die Magnetopausenströme. Letztere sind auf der tagseitigen Magnetosphäre auch als Chapman-Ferraro-Ströme bekannt.

Die Bugstoßwelle, die Magnetosheath und die Magnetopause wurden im Lauf der Jahre durch viele Satellitenmissionen erkundet. Im Jahr 2000 folgte ihnen die Mission Cluster (Escoubet et al. 2001) der ESA und der NASA, welche eine bis dahin nie dagewesene Eigenschaft besaß: Als eine aus vier einzelnen Satelliten bestehende Multisatellitenmission ermöglichte Cluster erstmals simultane, dreidimensionale Messungen und eröffnete damit neue Möglichkeiten der Datenauswertung. Eine davon ist die Curlometer-Methode (Dunlop et al. 1988), welche die direkte Abschätzung lokaler elektrischer Stromdichten erlaubt. Die Curlometer-Methode wurde seither in einer Reihe von Studien angewendet (z. B. Dunlop et al. 2001, Runov et al. 2006). Im Bezug auf die tagseitigen Bugstoß- und Magnetopausenströme wurden dabei jedoch überwiegend Einzelereignisse untersucht (z. B. Dunlop et al. 2001, 2002b, Dunlop und Balogh 2005, Panov et al. 2008, Tang et al. 2012). Statistische Untersuchungen basieren dagegen meist auf Einzel- oder Dual-Satellitenmessungen, welche auf Abschätzung der Stromdichten anhand von Sprüngen im Magnetfeld sowie abgeleiteten Schichtdicken der Stromschicht beruhen (z. B. Panov et al. 2008). Hamrin et al. (2017) veröffentlichten erstmals eine statistische Studie über 154 Ströme an der Bugstoßwellenspitze unter Anwendung der Curlometer-Methode auf Messdaten der *Magnetospheric Multiscale Mission* (MMS), welche ebenfalls aus vier Satelliten besteht und 2015 gestartet wurde.

Die Studie von Hamrin et al. (2017) erweiternd werden in dieser Arbeit 369 Bugstoßwellendurchgänge von Cluster untersucht. Neben der damit anwachsenden Gesamtzahl

analysierter Ereignisse wird auch die räumliche Ausdehnung der untersuchten Region erweitert, da der Orbit von Cluster im Vergleich zu MMS größere Abstände von der Bugstoßwellenspitze einnimmt.

Weiterhin werden in dieser Arbeit 273 Magnetopausendurchgänge von Cluster ausgewertet, um erstmalig eine große statistische Studie der mittels Curlometer-Methode direkt bestimmten elektrischen Stromdichten der tagseitigen Magnetopause zu erstellen.

2 Grundlagen

Die Magnetosphäre, welche die Erde umgibt und sie vom interplanetaren Raum und dem darin befindlichen Sonnenwind trennt, ist ein von Plasma gefülltes Volumen. Nach außen begrenzt von der Magnetopause beginnt sie ungefähr zehn Erdradien vor der Erde und erstreckt sich auf der Nachtseite in einem langen Magnetosphärenschweif über etwa hundert Erdradien. Sie beheimatet unter anderem ein komplexes System magnetosphärischer Ströme. Durch die Wechselwirkung zwischen dem Sonnenwind und dem Erdmagnetfeld erfolgt ein steter Übertrag von Energie. Dabei wird kinetische Energie, die dem Sonnenwind entzogen wird, in magnetische Energie innerhalb der Magnetosphäre umgesetzt.

2.1. Der Sonnenwind

Von der Sonne ausgehend expandiert der Sonnenwind als Plasma innerhalb unseres Sonnensystems und füllt den interplanetaren Raum aus. Er besteht hauptsächlich aus Protonen und Elektronen sowie zu einem geringen Teil aus ionisiertem Helium und schwereren Elementen. In dem dünnen Plasma ist die mittlere freie Weglänge der Teilchen größer als die charakteristischen Längenskalen der im Sonnenwind auftretenden Phänomene. Aus diesem Grund können Teilchenstöße untereinander vernachlässigt werden und man spricht von einem *stoßfreien Plasma*, in dem die Wechselwirkungen zwischen einzelnen Teilchen des Plasmas über Kraftfelder vermittelt werden.

Als Folge der geringen Stoßwahrscheinlichkeit der Teilchen besitzt der Sonnenwind eine verschwindende elektrische Resistivität bzw. eine sehr hohe elektrische Leitfähigkeit. In einem solchen Plasma ist die magnetische Flussdichte fest an Volumenelemente des Plasmas gekoppelt (*Frozen-in- oder Alfvén-Theorem*). Das interplanetare Magnetfeld (IMF) ist in der Strömung des Sonnenwindes *eingefroren* und wird von diesem mittransportiert.

Der Ursprung des IMF ist das Magnetfeld der Sonne, das von seinem Dipolmoment dominiert wird. Nahe der Sonne unterscheidet man die Bereiche geschlossener Magnetfeldlinien und offener Magnetfeldlinien. Letztere haben ihren Fußpunkt in den koronalen Löchern, ausgedehnte Gebiete rund um die Pole der Sonne, und erstrecken sich weit hinaus in das Sonnensystem. Sie sind mit schnellen Sonnenwindströmungen verbunden, welche meist ruhige und relativ stabile Eigenschaften besitzen. Nahe dem magnetischen Äquator befindet sich der Aktivitätsgürtel der Sonne. Hier sind die Magnetfeldlinien geschlossen und an beiden Fußpunkten in der Sonne verankert.

Während der Sonnenwind das Magnetfeld radial nach außen trägt, bleiben die Fußpunkte der Feldlinien weiterhin an die Oberfläche der Sonne und an deren Eigenrotation gebunden. Die Überlagerung beider Bewegungen führt dazu, dass die Magnetfeldlinien in

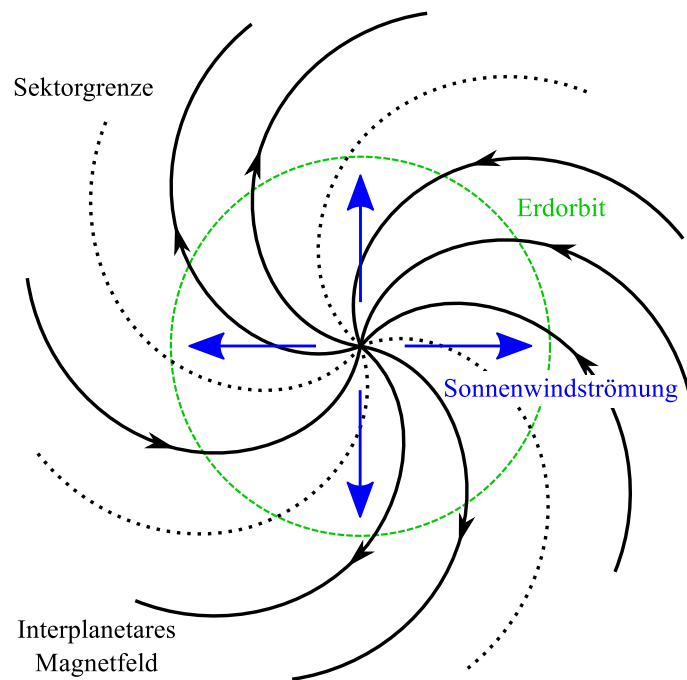


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung der Parkerspirale und der Sektorstrukturen im Sonnenwind. Die Magnetfeldlinien werden durch die Strömung radial nach außen getragen. Durch die Sonnenrotation bildet sich eine spiralförmige Konfiguration des Magnetfeldes mit wechselnder Polarität aus. Die Feldlinien schneiden den Erdorbit in der Ekliptik ungefähr in einem 45° Winkel (nach Baumjohann und Treumann 2012, S. 164).

der Ekliptik des Sonnensystems spiralförmig angeordnet werden. Man spricht hierbei von der Parkerspirale (Abb. 2.1). Auf der Erdumlaufbahn trifft das Magnetfeld typischerweise mit einem Winkel von ungefähr 45° (in der Ekliptik) auf die Erdmagnetosphäre.

Da die nach außen getragenen Feldlinien entweder zur Sonne hin oder von der Sonne weg zeigen, teilt sich der Sonnenwind in Sektoren entgegengerichteter Polarität (vgl. Abb. 2.1). An den Sektorgrenzen bzw. in der Trennschicht zwischen den entgegengesetzt orientierten Feldlinien befindet sich die heliosphärische Stromschicht. Diese rotiert mit der Sonne und erhält durch die relativen Verkippungen zwischen Rotationsachse, Dipolachse und Ekliptik eine wellige Topologie, weshalb ihre Beschreibung anschaulich als das Ballerina-Modell bezeichnet wird (Abb. 2.2).

Die heliosphärische Stromschicht bildet sich an der Grenze zwischen geschlossenen und offenen Feldlinien direkt oberhalb des Aktivitätsgürtels aus. Sie ist mit ca. 20° solarer Breite relativ dünn ausgeprägt und ist der Ursprung des langsamen Sonnenwindes, welcher sich vom schnellen Sonnenwind unter anderem durch eine geringere Strömungsgeschwindigkeit, eine höhere Dichte und insgesamt weniger stabilen Bedingungen unterscheidet.

Im Sonnenwind grenzen schnell und langsam strömende Regionen unterschiedlicher Eigenschaften und mit unterschiedlichen Magnetfeldkonfigurationen aneinander an. Zusätzliche Modifikationen des Sonnenwindes können beispielsweise durch koronale Massenauswürfe verursacht werden, die als sehr schnelle Strömungen in einem begrenzten Gebiet von der Sonne aus in den interplanetaren Raum geschossen werden. Aufgrund des

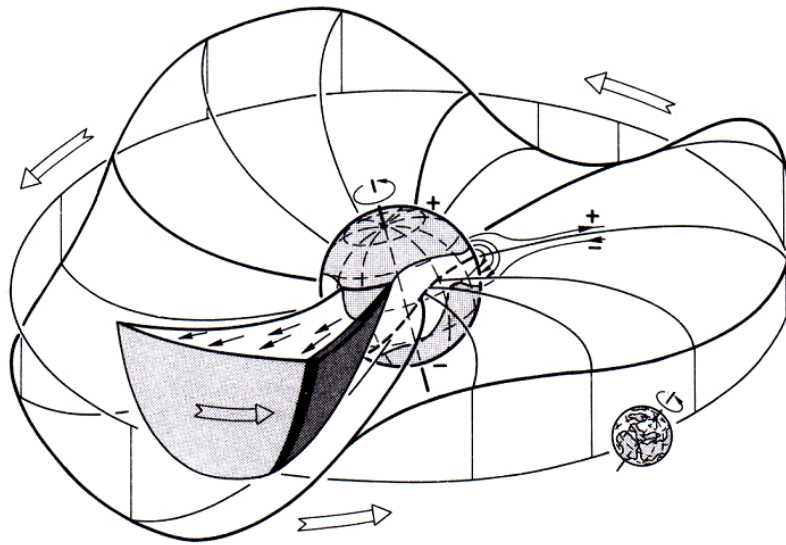


Abbildung 2.2.: Ballerinamodell nach Alfvén (1977). In grau sind die koronalen Löcher an den Polen der Sonne dargestellt. Die heliosphärische Stromschicht trennt die Magnetfeldlinien unterschiedlicher Polarität und rotiert mit einer gewellten Topologie in der Ekliptik. Die weiße Region um den magnetischen Äquator stellt den Aktivitätsgürtel mit seinen geschlossenen Magnetfeldlinien dar (Glassmeier und Scholer 1991, S. 21).

Frozen-in-Theorems ist es nicht möglich, dass sich die verschiedenen Strömungen durchmischen. Als Folge ergeben sich Wechselwirkungsregionen innerhalb des Sonnenwindes, welche die Strömungen und Plasmen zusätzlich beeinflussen. Wenn der Sonnenwind die Erdumlaufbahn erreicht, handelt es sich bei ihm um ein Plasma mit sehr variablen Eigenschaften.

2.2. Die Magnetosphäre

Nahe der Erdoberfläche hat das Erdmagnetfeld näherungsweise die Form eines ungestörten Dipolfeldes. Weiter außen ist dieses Feld aufgrund der Wechselwirkung mit der Sonnenwindströmung jedoch stark verzerrt (Abb. 2.3). Da sich das Sonnenwindplasma und das magnetosphärische Plasma ebenfalls gemäß dem Frozen-in-Theorem nicht vermischen bzw. gegenseitig durchdringen können, bildet sich die Magnetopause als Grenzschicht zwischen beiden Plasmen aus. Auf der Tagseite wird die Magnetosphäre durch den anströmenden Sonnenwind gestaucht und am subsolaren Punkt besitzt die Magnetopause den geringsten Abstand von der Erde von typischerweise ungefähr zehn bis zwölf Erdradien (R_E). Je nach Sonnenwindbedingungen kann diese Distanz um einige Erdradien in beide Richtungen variieren. Die Lage der subsolaren Magnetopause ergibt sich in erster Näherung aus dem Gleichgewicht des dynamischen Druckes des ungestörten Sonnenwindes und des magnetischen Druckes des Erdmagnetfeldes.

Die Sonnenwindströmung ist beim Eintreffen auf der Erdumlaufbahn eine supersonische Strömung, ihre Strömungsgeschwindigkeit ist höher als die maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit von Wellen innerhalb des Plasmas. Wie es bereits aus der Gasdynamik

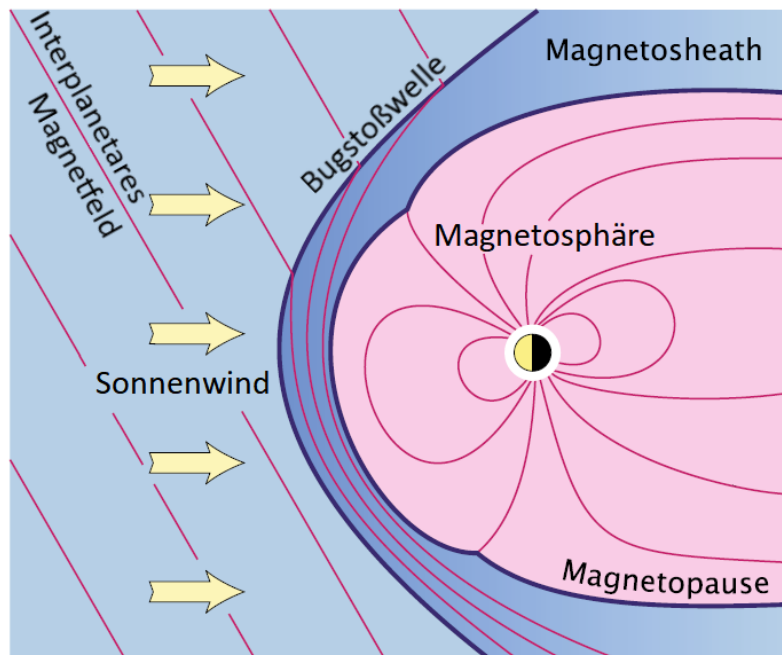


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung der Magnetosphäre und der Magnetosheath. An der Bugstoßwelle wird die Sonnenwindströmung verlangsamt und abgelenkt. Das IMF wird innerhalb der Sheath angestaut. Die tagseitige Magnetosphäre wird gestaucht und die nachtseitige zu einem Schweif ausgezogen (nach Baumjohann et al. 2010, S. 5).

bekannt ist, bildet sich in einer supersonischen Strömung eine Stoßwelle an bzw. vor einem Hindernis aus. Die Bugstoßwelle der Erde befindet sich ungefähr drei Erdradien vor der Magnetopause. An ihr wird die Strömungsgeschwindigkeit herabgesetzt und zwischen ihr und der Magnetopause bildet sich die Magnetosheath als Umströmungsregion aus (Abb. 2.3). An der Bugstoßwelle wird ein Teil der Strömungsenergie in thermische Energie umgesetzt. Das Plasma der Sheath ist daher heißer, dichter und langsamer als das des Sonnenwindes. In einem Abstand zur Bugstoßwelle entlang der Flanken der Magnetosphäre wächst die Strömungsgeschwindigkeit in der Sheath an und wird erneut supersonisch. In Folge der veränderten Strömung ändert sich auch die Topologie des Magnetfeldes innerhalb der Sheath und die Magnetfeldstärke ist insgesamt höher als im Sonnenwind.

Typische Werte für den Sonnenwind vor der Bugstoßwelle sind eine Strömungsgeschwindigkeit von etwa 400 km/s, eine Dichte von wenigen Teilchen pro Kubikzentimeter und eine Magnetfeldamplitude von wenigen Nanotesla. Innerhalb der Magnetosheath beobachtet man Magnetfeldstärken von etwa 20 nT und Teilchenzahldichten von 10 bis 100 cm⁻³. Am Übergang von Magnetosheath zu Magnetosphäre fällt die Dichte auf Werte von 0,1 bis 1 cm⁻³ ab. Hinter der Magnetopause herrscht das Erdmagnetfeld mit lokalen Feldstärken von etwa 40 nT vor. Die Magnetfeldlinien sind innerhalb der tagseitigen Magnetosphäre in niedrigen Breitengraden von Süd nach Nord orientiert.

Dem Ampèreschen Gesetz $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$ folgend sind die sprunghaften Änderungen des Magnetfelds \mathbf{B} an der Bugstoßwelle und der Magnetopause mit Strömen \mathbf{J} verbunden. μ_0 ist die magnetische Feldkonstante. An der Bugstoßwelle wird die Orientierung des Schichtstroms durch die Orientierung des IMF vorgegeben. Anders verhält es sich

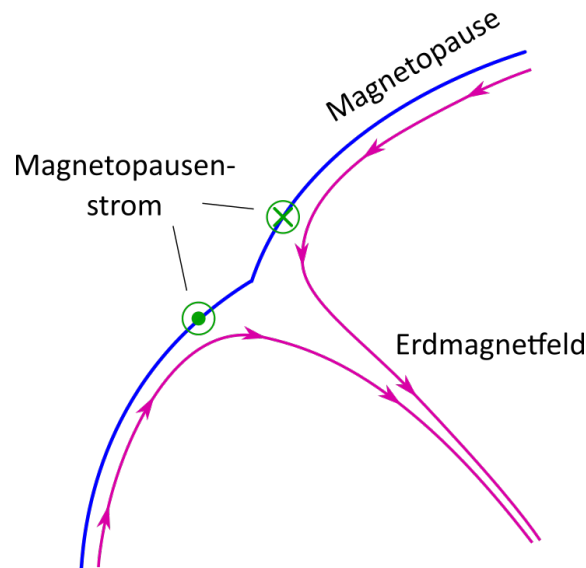


Abbildung 2.4.: Skizze der Magnetfeldgeometrie und der Richtung des Magnetopausenstroms im Bereich der Cusp.

an der Magnetopause, wo das dominierende Dipolfeld der Erde für die Stromrichtung maßgeblich ist.

In niedrigen Breiten fließt der tagseitige Magnetopausenstrom stets von der Morgen- zur Abendseite. In höheren Breitengraden besitzt das Magnetfeld aufgrund seiner Dipolform trichterförmige Einkerbungen, die *Cusps*. Durch die Verformung der Magnetosphäre im Sonnenwind befinden sich die Cusps auf Höhe der Magnetopause nicht exakt über den magnetischen Polen der Erde, sondern sind in Richtung der Sonne auf die Tagseite verschoben (vgl. Abb. 2.3). Je nach Sonnenwindbedingungen liegen die Cusps auf ca. 75° bis 85° nördlicher bzw. südlicher Breite (z. B. Palmroth et al. 2001). Beim Überqueren der Cusps entlang der Magnetopause wechselt man von den tagseitigen zu den nachtsseitigen Magnetfeldlinien, was aufgrund der Topologie des verformten Dipolfeldes lokal zu einem Wechsel in der Polarität des Erdmagnetfeldes führt. In den nachtsseitig direkt an die Cusps angrenzenden Regionen zeigen die Magnetfeldlinien von Nord nach Süd (vgl. Abb. 2.4) und der Magnetopausenstrom fließt hier folglich von der Abend- zur Morgenseite. Die Magnetopausenströme niedriger und hoher Breiten schließen sich an den Flanken der Magnetopause und bilden Stromschleifen, die konzentrisch um die Cusps angeordnet sind (Abb. 2.5). Dieses System aus magnetosphärischen Strömen ist auch als das Chapman-Ferraro-Stromsystem bekannt.

Auf der Nachtseite wird das Magnetfeld der Erde zu einem langen Schweif mit einem nördlichen und einem südlichen *Lobe* ausgezogen. Das darin befindliche Magnetfeld verliert mit wachsender Entfernung zur Erde seine Dipolform und die fernen Feldlinien ordnen sich parallel zur Erde-Sonne-Linie an. Der südliche und der nördliche Lobe unterscheiden sich durch die Polarität des Magnetfeldes, welches von der Erde weg bzw. zur Erde hin zeigt.

Neben dem Magnetopausenstrom fließen in der Magnetosphäre weitere Ströme. Die beiden Lobes im Schweif werden durch den Neutralschichtstrom voneinander getrennt (in Abb. 2.5 ebenfalls dargestellt), welcher nachtsseitig etwa in der Äquatorebene von der

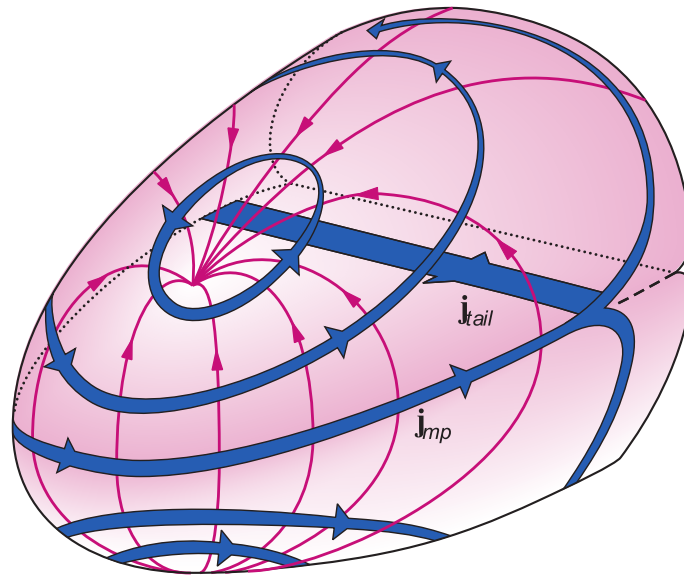


Abbildung 2.5.: Skizze der dreidimensionalen Geometrie des tagseitigen Magnetopausenstroms (nach Baumjohann und Treumann 2012).

Morgen- zur Abendseite fließt. An den Flanken knüpft dieser an den entfernten, nachtsseitigen Magnetopausenstrom an, welcher dort als Schweifstrom bezeichnet wird. Der Ringstrom im Bereich des Van-Allen-Gürtels stellt einen in sich selbst geschlossenen Torus um die Erde westwärts gerichteter Ströme bei ungefähr vier bis sechs Erdradien dar. Es handelt sich dabei um im Magnetfeld gefangene und driftende Elektronen und Protonen. Die feldparallel fließenden Birkeland-Ströme steigen entlang der Magnetfeldlinien oberhalb der Pole in niedrige Höhen ab und verbinden dort die magnetosphärischen mit den ionosphärischen Strömen. In der Ionosphäre wird ein Teil der über den Sonnenwind eingetragenen Energie schließlich in Joulesche Wärme umgesetzt. Abbildung 2.6 zeigt eine Übersicht der Lage und Orientierung der erwähnten Ströme.

Der Sonnenwind strömt kontinuierlich auf die Magnetopause zu, wodurch es zu einer Anstauung des magnetischen Flusses vor der Magnetosphäre kommt. Solange die Plasmen mit einer verschwindenden elektrischen Resistivität als ideale Plasmen beschrieben werden können und das Frozen-in-Theorem gilt, baut sich bei dieser Anstauung magnetische Energie vor der Magnetopause auf, während die kinetische Energie durch die abgebremste Strömung verringert wird. Die in der Grenzschicht zwischen den beiden Plasmaregionen fließenden Ströme wachsen entsprechend der zunehmenden Verscherung der aneinander angrenzenden Magnetfelder an. Schließlich wird ein Punkt erreicht, an dem die ideale Beschreibung nicht mehr gültig ist. Das Stromwachstum stagniert und es entsteht ein elektrischer Widerstand in der Grenzschicht. Es setzt *Rekonnektion* ein und eine Neukonfiguration der Magnetfelder ist die Folge, wobei sich die Magnetfeldlinien der bis dahin noch getrennten Magnetfelder miteinander verbinden und somit ein Zusammenschluss beider aneinander grenzender Plasmaregionen eintritt (vgl. Abb. 2.7). Zur Veranschaulichung kann die einsetzende Resistivität als ein auftretender Gegenstrom interpretiert werden. Dieser Gegenstrom besitzt genau jene Polarität, die zum neuen Zusammenschluss der bestehenden Magnetfelder führt. Die bei der Rekonnektion neu entstandene Magnetfeldkonfiguration entspannt sich unter Abströmung des Plasmas von der

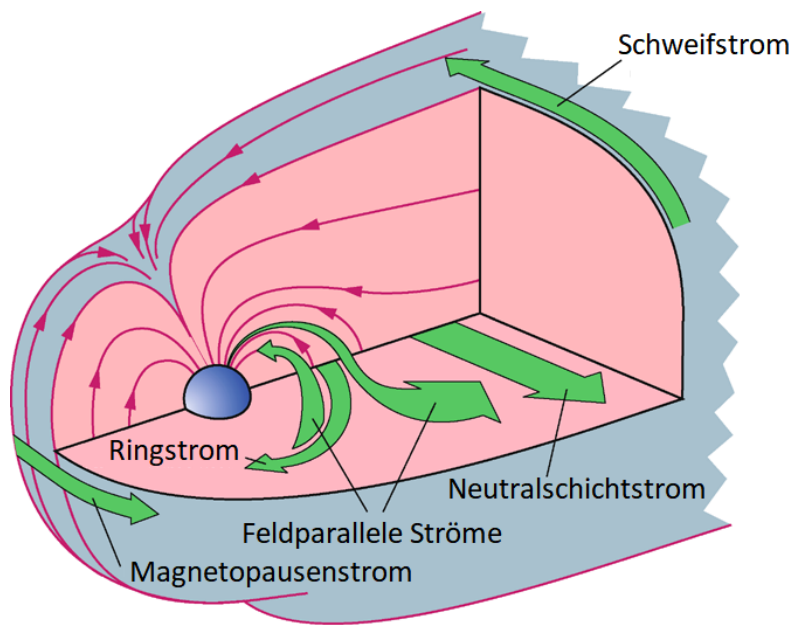


Abbildung 2.6.: Übersicht von magnetosphärischen Stromsystemen der Erde (nach Baumjohann et al. 2010).

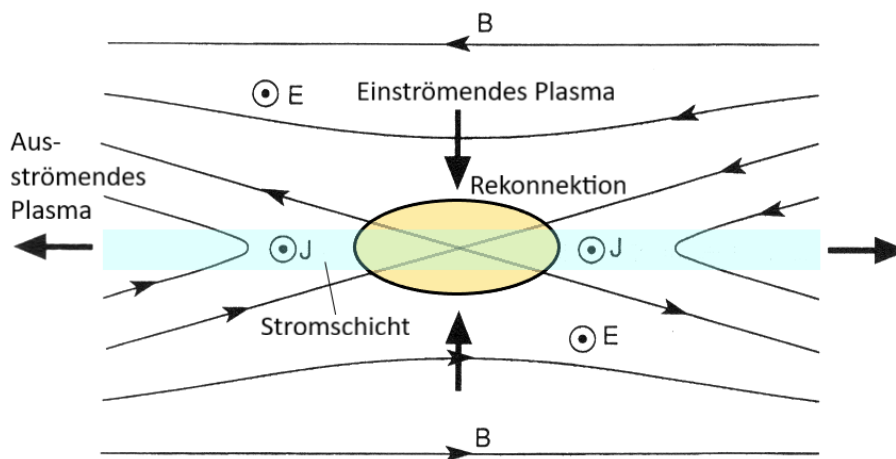


Abbildung 2.7.: Schematische Darstellung der Magnetfeldgeometrie an einem Rekonnektionspunkt innerhalb einer bestehenden Stromschicht (nach Pater und Lissauer 2015, S. 263).

Rekonnektionsregion (vgl. Abb. 2.7). Bei diesem Prozess wird magnetische in kinetische Energie umgesetzt.

Je nach Polarität des IMF kann Rekonnektion an der tagseitigen Magnetopause sowohl in Breiten unterhalb als auch oberhalb der Cusps auftreten. Nachdem sich die Feldlinien neu verbunden haben, werden sie innerhalb der Sheath durch die Strömung des Sonnenwindes stromabwärts getragen. Auf diese Weise wird magnetischer Fluss aus der tagseitigen Magnetosphäre abgebaut und im nachtseitigen Schweif aufgebaut. Es kommt zu einer Verstärkung der Scherung in der Neutralschicht und zu einem Anstieg des Neutralschichtstroms, bis auch hier Rekonnektion eintritt. Das Plasma jenseits dieses Rekonnektions-

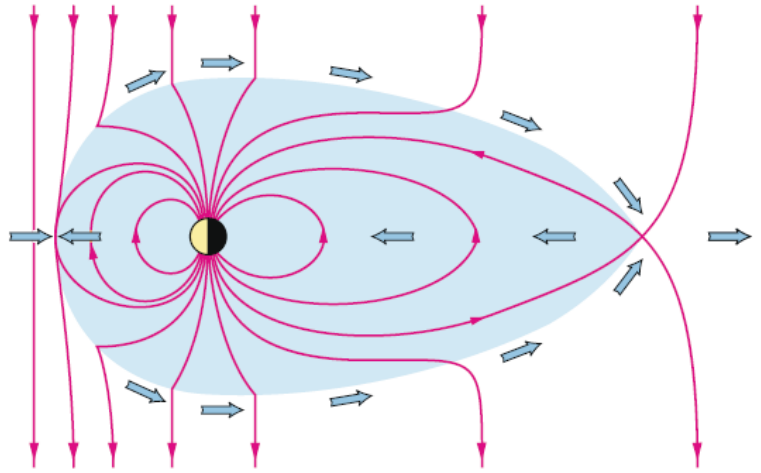


Abbildung 2.8.: Rekonnektion und Plasmakonvektion in der Magnetosphäre (Baumjohann et al. 2010).

nektionspunktes wird schweifwärts abtransportiert. Das erdseitige Plasma wird zur Erde hin beschleunigt und sorgt für den Wiederaufbau des tagseitigen magnetischen Flusses. Dieser als Dungey-Zyklus bezeichnete Prozess ist in Abbildung 2.8 skizziert.

2.3. Einteilchenbewegung

Um das Verhalten eines Plasmas auf kleinen Skalen zu verstehen, ist es hilfreich, die Einflüsse von externen Kraftfeldern auf die einzelnen, geladenen Teilchen des Plasmas zu betrachten.

Die Bewegungsgleichung für ein geladenes Teilchen hat die Form

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(m \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} \right) = q \left(\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} \times \mathbf{B} + \mathbf{E} \right) + \mathbf{F} \quad . \quad (2.1)$$

Dabei sind m und q die Masse und die Ladung des betrachteten Teilchens, \mathbf{r} sein Ortsvektor, \mathbf{E} und \mathbf{B} das äußere elektrische und magnetische Feld und \mathbf{F} eine sonstige Kraft.

Bei Abwesenheit des elektrischen Feldes und anderer externer Kräfte ($|\mathbf{E}| = 0$, $|\mathbf{F}| = 0$) vereinfacht sich die Bewegungsgleichung zu

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.2)$$

mit der Bewegungsgeschwindigkeit \mathbf{v} . Auf der rechten Seite dieser Gleichung steht die Lorentzkraft, welche das Teilchen auf eine Kreisbahn in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld zwingt. Die Kreisfrequenz dieser Gyrationbewegung beträgt

$$\Omega_c = \frac{qB}{m} \quad (2.3)$$

mit dem Betrag des Magnetfeldes $B = |\mathbf{B}|$. Der Radius der Gyrationbewegung ist

$$\rho_c = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad , \quad (2.4)$$

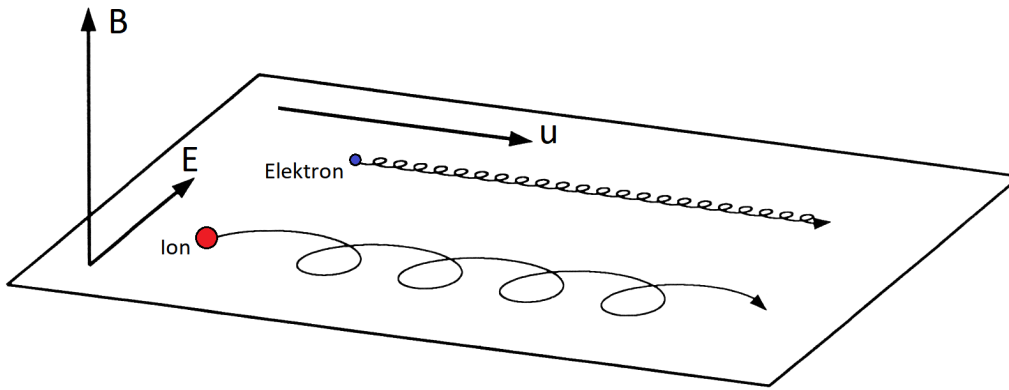


Abbildung 2.9.: Schematisch Darstellung der $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift für ein Elektron und ein Ion nach Kivelson und Russell (1995, S. 30).

wobei v_{\perp} die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld repräsentiert. Wegen den unterschiedlichen Ladungen und Massen von Elektronen und Ionen unterscheiden sich sowohl die Gyroradien, Gyrofrequenzen und der Gyrationssinn beider Teilchenspezies voneinander. Existiert eine Geschwindigkeitskomponente v_{\parallel} parallel der Magnetfeldrichtung, resultiert eine Spiralbewegung entlang einer Magnetfeldlinie.

Neben der Gyration kommt es zu Driftbewegungen, wenn weitere Kraftfelder auf die Teilchen wirken. Ursächlich für diese Drift ist die Beschleunigung bzw. Verzögerung des Teilchens während der Gyration auf je einer Hälfte eines jeden Gyrationssorbits in Richtung der äußeren Kraft. Die resultierende Driftgeschwindigkeit \mathbf{u}_F , mit der sich das Gyrozentrum senkrecht zum Magnetfeld und zur Krafrichtung bewegt, lässt sich durch

$$\mathbf{u}_F = \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{qB^2} \quad (2.5)$$

beschreiben (z. B. Roederer 1970, S. 8).

Ein Spezialfall eines einwirkenden Kraftfeldes ist das elektrische Feld, welches die Besonderheit besitzt, Elektronen und Ionen in entgegengesetzte Richtungen zu beschleunigen. Die resultierende Driftgeschwindigkeit nimmt in diesem Fall die Form

$$\mathbf{u}_E = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.6)$$

an (z. B. Baumjohann und Treumann 2012, S. 15). Diese $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift ist in Richtung und Betrag für Ionen und Elektronen identisch und ist in Abbildung 2.9 skizziert. In einem quasineutralen Plasma trägt die $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift keinen effektiven Strom. Driftbewegungen, die durch andere äußere Kraftfelder als das elektrische Feld verursacht werden, rufen hingegen Driftströme

$$\mathbf{J}_F = \sum_i n_i q_i \mathbf{u}_{F,i} \quad (2.7)$$

hervor, wobei n_i , q_i und $\mathbf{u}_{F,i}$ die Teilchenzahldichte, Ladung und Driftgeschwindigkeit der Teilchenspezies i sind.

Betrachtet man nicht nur ein einzelnes Teilchen, sondern ein Ensemble geladener Teilchen, können weitere Driftbewegungen auf Basis der Einteilchenbewegung beschrieben werden. Eine diamagnetische Drift bzw. ein diamagnetischer Strom ist die Folge eines

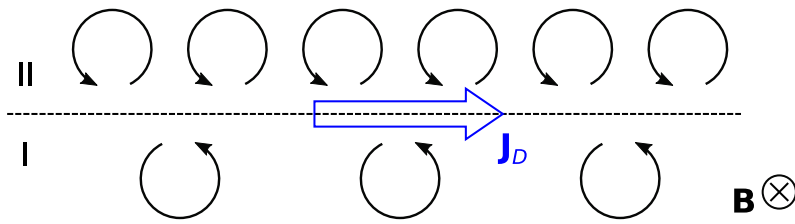


Abbildung 2.10.: Ursprung eines diamagnetischen Stroms \mathbf{J}_D aufgrund eines Dichteunterschiedes zwischen den Regionen I und II. Das Magnetfeld zeigt in die Zeichenebene hinein. Die Kreise stellen die Gyrationbewegung einzelner, positiv geladener Teilchen dar.

Druck- oder Dichtegradienten im Plasma, wie in Abbildung 2.10 anhand unterschiedlicher Teilchendichten skizziert ist. Die Gyrationbewegung aller Teilchen in beiden Regionen ist identisch, jedoch ist die Zahl der Teilchen in Region II höher. In einem homogenen Medium heben sich die durch die Gyration hervorgerufenen Kreisströme in der Summe auf, sodass kein Strom auf Längenskalen größer den Gyrationsradien zu beobachten ist. In einem inhomogenen Medium ist dies nicht mehr der Fall. Betrachtet man die Netto-Teilchenbewegung am Ort eines nicht-verschwindenden Dichtegradienten, bewegen sich lokal mehr Teilchen in die eine Richtung, als Teilchen in die entgegengesetzte Richtung. In der Skizze resultiert an der Grenze zwischen den beiden Regionen unterschiedlicher Dichte ein effektiver elektrischer Strom nach rechts.

Neben dem Dichtegradienten hat ein Temperaturgradient dieselbe Wirkung, da sich die Gyrationgeschwindigkeit der Teilchen bei unterschiedlichen Temperaturen nicht mehr ausgleichen. Die diamagnetische Stromdichte lässt sich in der Form

$$\mathbf{J}_D = -\frac{\nabla p \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.8)$$

aufschreiben (z. B. Baumjohann und Treumann 2012, S. 148), wobei sowohl die Dichte als auch die Temperatur im Druck p enthalten sind. Beispiele für diamagnetische Ströme in der Magnetosphäre sind die Ströme an der Magnetopause und in der Neutralschicht.

Eine ausführliche Beschreibung zu den hier genannten und weiteren Einteilchenbeschreibungen finden sich beispielsweise bei Roederer (1970).

2.4. Magnetohydrodynamik

Betrachtet man ein Plasma auf größeren Skalen, ermöglicht das kollektive Verhalten des Teilchenensembles, von der Einteilchenbeschreibung abzugehen und ein Plasma stattdessen als Fluid zu beschreiben. Dies geschieht in der Theorie der Magnetohydrodynamik (MHD).

Grenzschichten zwischen unterschiedlichen Plasmaregionen wie die Bugstoßwelle und die Magnetopause sind Bereiche, in denen sich die Eigenschaften des Plasmas abrupt ändern. Solche magnetohydrodynamische Diskontinuitäten sind dünn im Bezug auf typische Fluidlängenskalen, jedoch dick im Bezug auf die Gyrationsradien der Teilchen.

Aufgrund der Erhaltung von Masse, Impuls und Energie sind die Plasmaeigenschaften beidseits einer Diskontinuität nicht unabhängig voneinander, sondern sind über Sprung-

bedingungen miteinander verknüpft. Zur Herleitung dieser Bedingungen, den Rankine-Hugoniot-Gleichungen, kann die ideale Magnetohydrodynamik herangezogen werden. Enthaltene Annahmen sind eine verschwindende elektrische Resistivität, die Vernachlässigung des Verschiebungsstroms und ein isotroper Druck in einem quasineutralen Plasma, welches nur aus Elektronen und Protonen besteht.

Die Kontinuitätsgleichung für eine Teilchenspezies

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{v}) = 0 \quad (2.9)$$

mit der Teilchenzahldichte $n = n_e = n_p$ und der Strömungsgeschwindigkeit \mathbf{v} beschreibt den Massenerhalt. Im Fall einer zweidimensionalen Diskontinuität mit der Flächennormale \mathbf{n} folgt aus ihr die Sprungbedingung

$$[nv_{\perp}] = 0 \quad (2.10)$$

(z. B. Kivelson und Russell 1995, S. 138), wobei der Index \perp die transversale Komponente der Geschwindigkeit $v_{\perp} = \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}$ kennzeichnet. Die Schreibweise mit den eckigen Klammern beschreibt die Änderung einer Größe F über die Diskontinuität hinweg, welche die Regionen (1 und 2) voneinander trennt: $[F] = F_1 - F_2$.

Aus der Impulserhaltung und der Bewegungsgleichung folgen die beiden Sprungbedingungen

$$\left[nmv_{\perp}^2 + p + \frac{\mathbf{B}_{\parallel}^2}{2\mu_0} \right] = 0 \quad (2.11)$$

normal und

$$\left[nmv_{\perp}\mathbf{v}_{\parallel} - \frac{B_{\perp}}{\mu_0}\mathbf{B}_{\parallel} \right] = 0 \quad (2.12)$$

tangential zur Diskontinuität (z. B. Kivelson und Russell 1995, S. 139). Der Index \parallel markiert die jeweils tangentialen Komponenten der Geschwindigkeit und des Magnetfeldes. $m = m_e + m_p \approx m_p$ ist die Masse und p der Druck.

Aus der Energiebilanz folgt

$$\left[v_{\perp} \left(\frac{nm\mathbf{v}^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1}p + \frac{\mathbf{B}_{\parallel}^2}{\mu_0} \right) - \mathbf{v}_{\parallel} \frac{B_{\perp}\mathbf{B}_{\parallel}}{\mu_0} \right] = 0 \quad (2.13)$$

(z. B. Kivelson und Russell 1995, S. 139) mit dem Isentropenexponenten γ .

Aus der Quelfreiheit des Magnetfeldes

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad , \quad (2.14)$$

dem Faradayschen Gesetz

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial\mathbf{B}/\partial t \quad (2.15)$$

und dem idealen Ohmschen Gesetz

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \quad (2.16)$$

folgen schließlich die Sprungbedingungen

$$[B_{\perp}] = 0 \quad (2.17)$$

und

$$[v_{\perp} \mathbf{B}_{\parallel} - v_{\parallel} B_{\perp}] = 0 \quad (2.18)$$

(z. B. Kivelson und Russell 1995, S. 139).

Ausführliche Herleitungen der Rankine-Hugoniot-Bedingungen finden sich beispielsweise in Kivelson und Russell (1995, S. 136-142).

Die Lösungen der Rankine-Hugoniot-Gleichungen führen zu verschiedenen möglichen Ausprägungen der Diskontinuitäten. Kontakt- und Tangentialdiskontinuitäten charakterisieren sich durch einen nicht vorhandenen Massenfluss durch die Grenzschicht: $v_{\perp} = 0$. Die Tangentialdiskontinuität erfüllt weiterhin die Bedingung einer verschwindenden Normalkomponente im Magnetfeld $B_{\perp} = 0$. Ein Beispiel für eine Tangentialdiskontinuität ist die Magnetopause. Setzt man die verschwindenden Normalkomponenten der Strömung und des magnetischen Flusses in die Rankine-Hugoniot-Bedingungen ein, bleibt nur eine nicht-triviale Sprungbedingung aus Gleichung 2.11 übrig:

$$\left[p + \frac{\mathbf{B}_{\parallel}^2}{2\mu_0} \right] = 0 \quad , \quad (2.19)$$

wobei der rechte Summand den magnetischen Druck darstellt. Die Tangentialdiskontinuität ist folglich eine Fläche, an der sich die Gesamtdrucke der angrenzenden Plasmen im Gleichgewicht befinden. Der Abnahme der Teilchenzahldichte, der Strömungsgeschwindigkeit und des Druckes steht die Zunahme der magnetischen Feldstärke durch ein Anwachsen der Tangentialkomponente gegenüber. Abbildung 2.11 skizziert die Änderung der Plasmamparameter bei einem Durchgang durch eine Tangentialdiskontinuität.

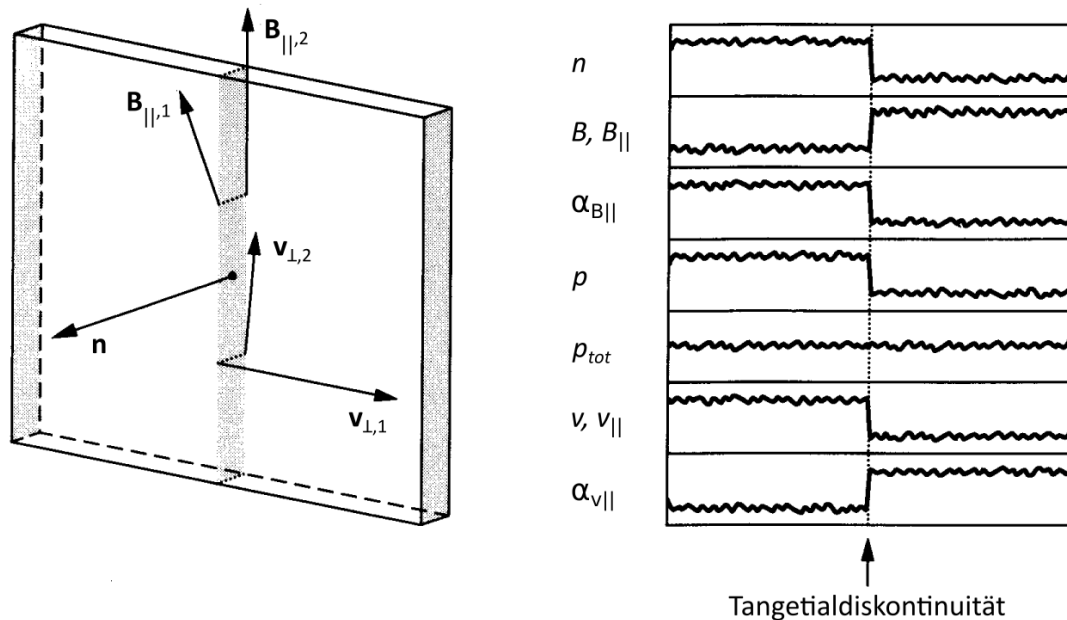


Abbildung 2.11.: Änderung der Plasmamparameter an einer Tangentialdiskontinuität. Index 1 bezeichnet die Größen stromaufwärts, Index 2 die Größen stromabwärts. $\alpha_{B\parallel}$ und $\alpha_{v\parallel}$ repräsentieren die Richtungen der Tangentialkomponenten des Magnetfeldes und der Strömungsgeschwindigkeit (nach Baumjohann et al. 2010, S. 172).

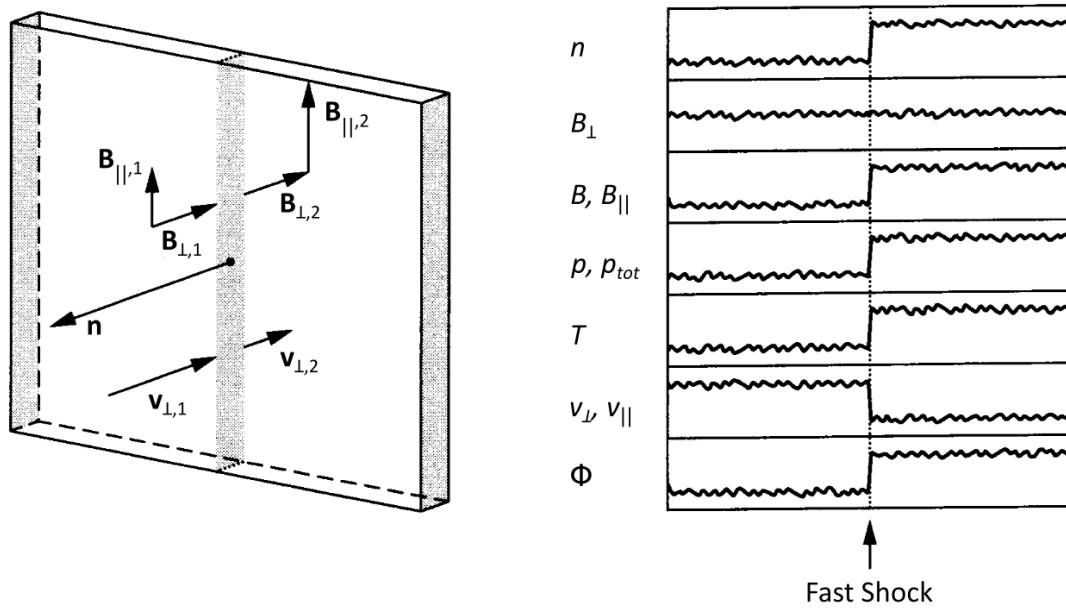


Abbildung 2.12.: Änderung der Plasmamaparameter an einem Fast Shock. Index 1 bezeichnet die Größen stromaufwärts, Index 2 die Größen stromabwärts, Φ den Winkel zwischen dem Magnetfeld und der Stoßwellennormale (nach Baumjohann et al. 2010, S. 179).

Bei Lösungen mit nicht-verschwindendem Massenfluss und gleichzeitigem Dichtesprung ist die Rede von Stoßwellen. Sie werden durch magnetohydrodynamische Wellen getragen. In Abhängigkeit von ihren Dispersionseigenschaften werden die Wellen in *Fast-Modes*, *Alfvén-Modes* und *Slow-Modes* unterschieden. Entsprechend lassen sich Stoßwellen in *Fast Shocks*, *Intermediate Shocks* und *Slow Shocks* einteilen. Die Bugstoßwelle der Erde gehört zu den Fast Shocks. An ihr erhöhen sich Dichte, Temperatur, Druck und die Magnetfeldstärke, während die Strömungsgeschwindigkeit herabgesetzt wird (vgl. Abb. 2.12).

2.5. Die Magnetopause

Einfallende Ionen und Elektronen des Sonnenwindes können die Magnetopause nicht durchdringen und werden an ihr reflektiert. In vereinfachter Betrachtung kann das Magnetfeld innerhalb des Sonnenwindes gegenüber dem stärkeren magnetosphärischen Magnetfeld vernachlässigt werden. Abbildung 2.13 skizziert die Bahnen von Protonen bzw. Ionen und Elektronen, welche auf die Magnetopause treffen. Unter dem Einfluss des Erdmagnetfeldes werden sie entsprechend ihren Ladungen infolge der Lorentz-Kraft auf entgegengesetzte Kreisbahnen gezwungen, ehe sie zurück in das Sonnenwindplasma reflektiert werden. Innerhalb der Grenzschrift ruft diese Ablenkung einen Stromfluss hervor, den Magnetopausenstrom. Er ist derart orientiert, dass er der Scherung des Magnetfeldes an der Magnetopause entspricht.

In diesem vereinfachten Bild ergibt sich die Schichtdicke der Magnetopause zu einem Ionengyrationsradius, welcher bei typischen Magnetosheathbedingungen in der Grö-

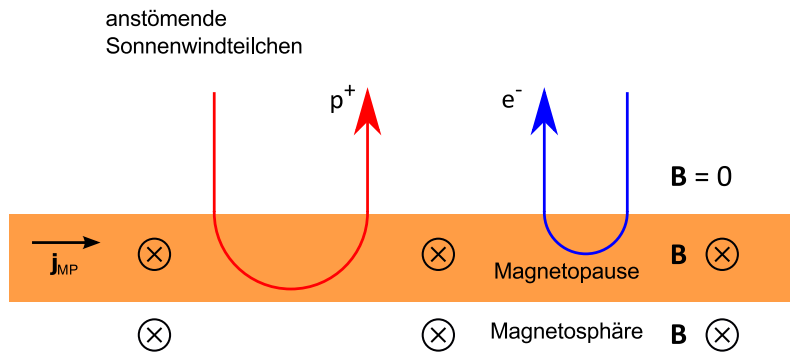


Abbildung 2.13.: Schematische Darstellung der Ablenkung und Reflexion von Sonnenwindteilchen an der Magnetopause und dem daraus resultierenden Magnetopausenstrom.

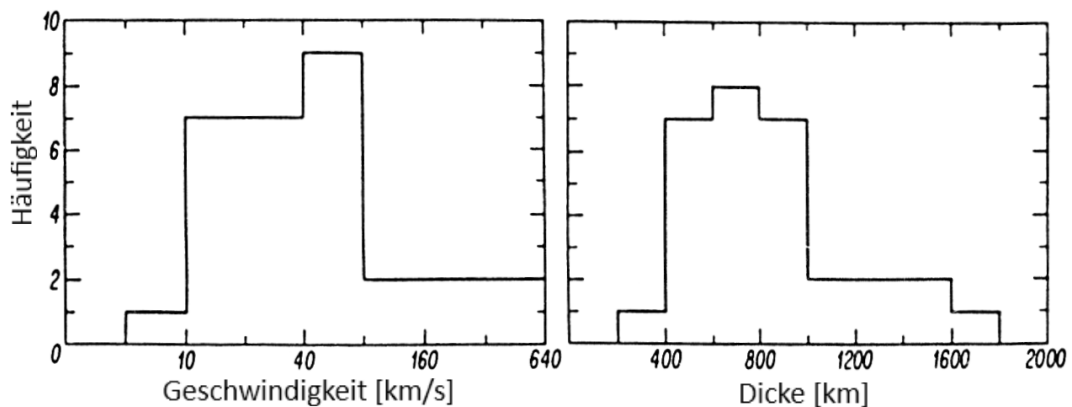


Abbildung 2.14.: Häufigkeitsverteilung der Magnetopausengeschwindigkeit und -dicke bei 30 Magnetopausendurchgängen von ISEE 1 und 2 (nach Berchem und Russell 1982).

Benordnung von 100 km liegt. Satellitengestützte Messungen ergaben jedoch tatsächliche Schichtdicken von wenigen Kilometern bis zu mehreren tausend Kilometern (vgl. Abb. 2.14). Am Äquator ist die Magnetopause mit einer mittleren Schichtdicke von etwa 500 km (z. B. Berchem und Russell 1982) etwas dünner als bei höheren Breitengraden. In der Arbeit von Panov et al. (2008) wurden 52 Cluster-Magnetopausendurchgänge in der Umgebung der Cusps untersucht. Die von ihnen bestimmten Dicken variieren zwischen ca. 50 und 6000 km mit einem Mittelwert von ca. 1600 km. Bei neun Magnetopausendurchgängen von Cluster nachtseitig der Cusps bestimmten Tang et al. (2012) eine mittlere Schichtdicke von 630 km.

Durch die Variationen im Sonnenwind unterliegt die Magnetopause einer hohen Dynamik. Änderungen im Strömungsdruck bewirken, dass die Lage des subsolaren Punktes der Magnetopause um mehrere Erdradien variieren kann. Die Geschwindigkeit der Relativbewegung der Grenzschicht konnte erstmalig mit dem 1977 gestarteten Satellitenpaar ISEE 1 und 2 bestimmt werden. Typische Geschwindigkeiten am Äquator sind in der Größe von 50 km/s (vgl. Abb. 2.14, Berchem und Russell 1982). Panov et al. (2008) bestimmten eine vergleichbare durchschnittliche Bewegungsgeschwindigkeit von ca. 60 km/s in der Nähe der Cusps, wobei Spitzen bis 180 km/s beobachtet wurden. Die in der Arbeit von

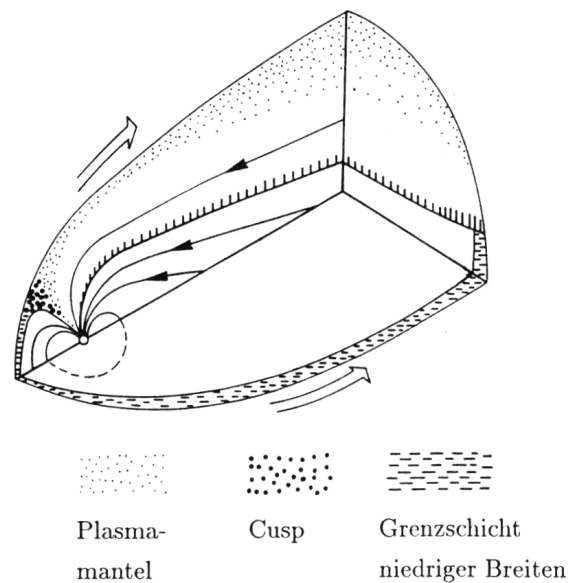


Abbildung 2.15.: Schematische Darstellung magnetosphärischer Grenzschichten (nach Glassmeier und Scholer 1991, S. 126).

Tang et al. (2012) untersuchten Magnetopausenübergänge nachtseitig der Cusps ergaben eine niedrigere mittlere Magnetopausengeschwindigkeit von 26 km/s.

Neben dem variablen Strömungsdruck des Sonnenwindes sind Rekonnektionsprozesse eine weitere Quelle von Dynamik an der Magnetopause. Sie sind in der Lage, den angestauten magnetischen Fluss abzutransportieren und dabei auch die sonst voneinander getrennten Plasmaregionen miteinander zu verbinden. Das Auftreten von Rekonnektion ist wiederum von der Orientierung und Stärke des IMF abhängig.

Oberhalb der magnetischen Pole ist die Form der Magnetopause durch die trichterförmigen Cusps verändert und die Magnetfeldlinien steigen hier zu ihren Fußpunkten auf der Erde herab. Direkt an die Cusps angrenzend wurde die *Entry layer* als eine Schicht identifiziert, in der das Magnetosheathplasma bis zu sehr niedrigen Höhen eindringen kann (z. B. Frank 1971, Haerendel und Paschmann 1975). Gleichzeitig wird die Strömung des Sheathplasmas oberhalb der Cusps durch die veränderte Topologie gestört, wodurch es zu Wirbeln und Turbulenzen kommen kann (Glassmeier und Scholer 1991, S. 127).

Abbildung 2.15 zeigt ein Übersichtsbild, welches die verschiedenen magnetosphärischen Grenzschichten an der Magnetopause darstellt. Die Signatur eines Magnetopausendurchganges kann in Abhängigkeit von seiner Lage auf der Magnetopause deutlich variieren. An der tagseitigen Grenzschrift niedriger Breiten (auch als *Low latitude boundary layer* bezeichnet) kann im Allgemeinen ein klarer Abfall der Teilchendichte und -geschwindigkeit mit einem entsprechenden Anstieg der Temperatur und häufig einer deutlichen Drehung des Magnetfeldes beobachtet werden (z. B. Haerendel et al. 1978, Eastman und Hones 1979, vgl. Abb. 2.11). Nähert man sich der Entry layer, finden sich zusätzlich Signaturen von beschleunigten, injizierten Teilchenjets, deren Geschwindigkeiten die der Strömungsgeschwindigkeit in der Sheath übersteigen (z. B. Panov et al. 2008).

Bei einem Durchgang durch die Cusp kann ein fluktuierender Plasmafluss beobachtet werden. Die Teilchenenergien sind im Vergleich zum Sheath- und zum Lobeplasma er-

höht (z. B. Panov et al. 2008) und in Energiespektrogrammen zeigt sich eine isotrope und breite Energieverteilung (z. B. Smith und Lockwood 1996, Rème et al. 2001). Die Magnetfeldsignatur fluktuiert ebenfalls und fällt teils auf sehr niedrige Magnetfeldstärken ab (z. B. Cargill et al. 2001).

Nachtseitig der Cusp schließen sich Übergänge im Bereich des Plasmamantels an. Das innerhalb der Magnetosphäre angrenzende Plasma strömt schweifwärts und zeigt eine deutliche Temperaturanisotropie (z. B. Rosenbauer et al. 1975, Haerendel et al. 1978). Die Dichte im Plasmamantel ist niedriger als die des Sheathplasmas, jedoch erhöht im Vergleich zum tiefer liegenden Lobeplasma.

2.6. Die Bugstoßwelle

Durch Thermalisierungsprozesse an der Bugstoßwelle wird die supersonische Sonnenwindströmung in eine subsonische Strömung innerhalb der Magnetosheath verlangsamt. Ein Bugstoßwellendurchgang geht mit einer Abbremsung und Richtungsänderung der Strömung sowie einer Erhöhung von Druck, Dichte, Temperatur und einer anwachsenden Magnetfeldkomponente tangential zur Stoßwellenoberfläche einher (vgl. Abb. 2.12). Die Normalkomponente ändert sich beim Durchgang durch die Stoßwelle nicht. Die Struktur der Bugstoßwelle wird insbesondere davon beeinflusst, wie hoch die Strömungsgeschwindigkeit im Sonnenwind und wie die Orientierung des IMF im Bezug auf die Stoßwellennormale ist.

Die Voraussetzung dafür, dass eine Stoßwelle existiert, ist eine magnetosonische Machzahl

$$M_{ms} = \frac{v}{c_{ms}} > 1 \quad (2.20)$$

stromaufwärts. Dabei bezeichnet v die Strömungsgeschwindigkeit des Sonnenwindes und es ist

$$c_{ms} = \sqrt{c_s^2 + v_A^2} \quad , \quad (2.21)$$

wobei c_s die Schallgeschwindigkeit mit $c_s^2 = p/\rho$ und v_A die Alfvén-Geschwindigkeit mit $v_A^2 = B^2/\mu_0\rho$ sind. Aufgrund der gekrümmten Form der Bugstoßwelle muss zur Berechnung der Machzahl die Strömungsgeschwindigkeit normal zur Stoßwellenfront betrachtet werden. Sie ist an der Bugstoßwellenspitze maximal und nimmt zu den Flanken der Bugstoßwelle hin ab. Mit einer bei der Erde typischen magnetosonischen Machzahl von 8 ist der zur Ausformung einer Stoßwelle maximal mögliche Winkel zwischen Sonnenwindströmung und der Normale der Bugstoßwelle ungefähr 80° (Baumjohann und Treumann 2012, S. 182). Unterhalb einer kritischen Machzahl M_C von ca. 1 bis 2 bei der Erde beträgt die stromabwärtige Machzahl genau 1. Unterkritische, quasi-senkrechte (siehe unten) Bugstoßwellendurchgänge sind in der Regel laminar und weisen einen stetigen Anstieg der Magnetfeldstärke auf (Glassmeier und Scholer 1991, S. 87). Der überwiegende Teil der Bugstoßwelle stellt jedoch eine überkritische Stoßwelle dar, welche typischerweise einen *Fuß* (*foot*), ein Anstieg im Magnetfeld vor der Stoßfront, sowie einen *Überschuss* (*overshoot*) hinter dem Hauptanstieg besitzt (Kivelson und Russell 1995, S. 146). Abbildung 2.16 zeigt eine Reihe von Durchgängen durch die Bugstoßwelle bei unterschiedlichen Machzahlen.

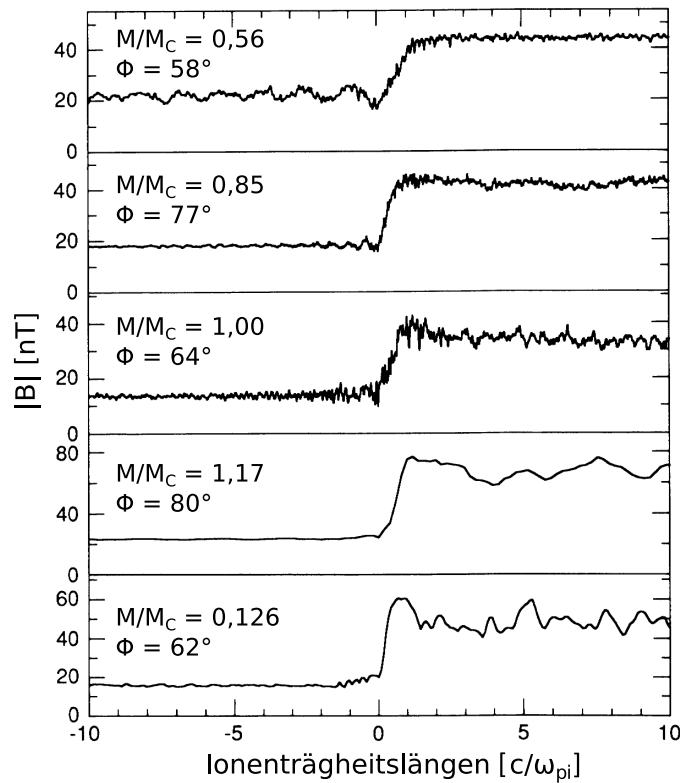


Abbildung 2.16.: Magnetfeldprofile bei Durchgängen durch die quasi-senkrechte Bugstoßwelle als Funktion der Ionenträgheitslänge c/ω_{pi} mit $\omega_{pi} = \sqrt{n_i e^2 / (\epsilon_0 m_i)}$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit und ϵ_0 die Vakuumpermittivität ist. Der Winkel Φ zwischen dem IMF und der Stoßwellennormale ist für jedes Ereignis angegeben (nach Kivelson und Russell 1995, S. 149).

Zwei Sonderformen der magnetohydrodynamischen Stoßwellen sind die senkrechte und die parallele Stoßwelle, bei denen das Magnetfeld des anströmenden Plasmas genau senkrecht bzw. genau parallel zur Stoßwellennormale orientiert ist. In der Realität werden solche idealen Konfigurationen im Allgemeinen nicht erfüllt und man unterscheidet zwischen quasi-senkrechten und quasi-parallelen Stoßfronten, bei denen für den Winkel Φ zwischen IMF und Stoßwellennormale $\Phi > 45^\circ$ bzw. $\Phi < 45^\circ$ gilt.

An der Stoßwelle wird ein Teil der Sonnenwindteilchen reflektiert. Nach der Reflexion werden sie im elektrischen Feld des Sonnenwindes zusätzlich beschleunigt. Während eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum IMF sie auf eine Kreisbahn zwingt, erlaubt eine Geschwindigkeitskomponente parallel zum IMF eine Ausbreitung entlang der Magnetfeldlinien. Findet die Reflexion an einer quasi-senkrechten Stoßwelle statt, wird das reflektierte Teilchen in der Sonnenwindströmung erneut zur Bugstoßwelle getragen. Im Fall der quasi-parallelen Geometrie ermöglicht die Ausbreitung entlang der Magnetfeldlinie den reflektierten Teilchen einen längeren Aufenthalt im Sonnenwindplasma, ehe sie erneut mit der Sonnenwindströmung zur Bugstoßwelle getragen werden (s. Abb. 2.17). Die von den reflektierten Teilchen bevölkerte Region wird *Foreshock* genannt (Abb. 2.18). Durch Wechselwirkungen des Sonnenwindplasmas mit den reflektierten Teilchen werden dort Wellen angeregt, welche das Plasma vor und hinter der Bugstoßwelle beeinflussen. Je

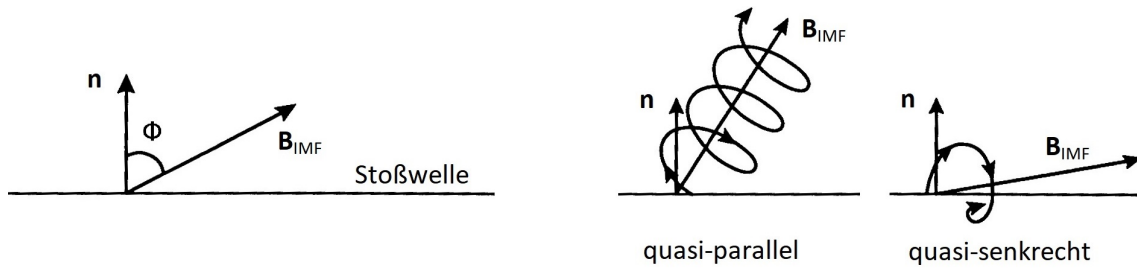


Abbildung 2.17.: Skizze der Bahnen von Teilchen des Sonnenwindes, welche an der quasi-parallel und der quasi-senkrechten Bugstoßwelle reflektiert werden (nach Kivelson und Russell 1995, S. 147).

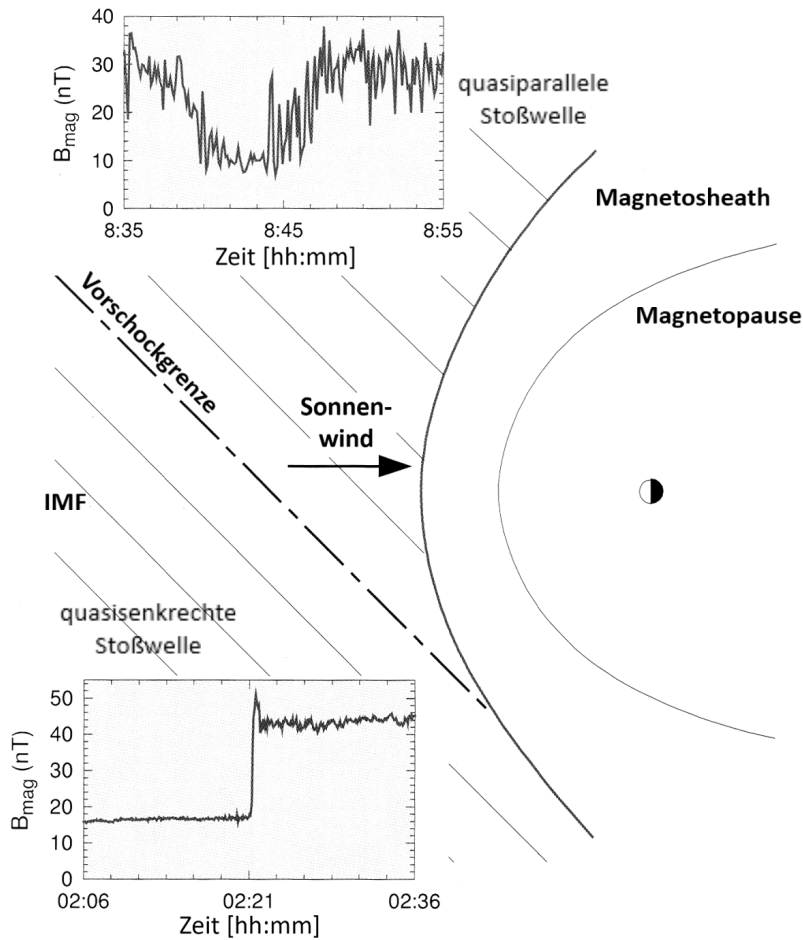


Abbildung 2.18.: Die Bugstoßwelle der Erde und die Foreshock-Region im Bereich der quasi-parallel Stoßwelle (nach Paschmann et al. 2006, S. 157).

kleiner der Winkel Φ ist, desto ausgeprägter fallen im Allgemeinen die Wellenstrukturen aus und umso turbulenter zeigt sich das Übergangsprofil (Kivelson und Russell 1995, S. 149).

Abbildung 2.19 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Bugstoßwellendicke anhand von 98 Cluster-Messungen, die von Bale et al. (2003) ausgewertet wurden. Die Längenskala ist in Einheiten von $v_{sh\perp}/\Omega_{ci,2}$, wobei $v_{sh\perp}$ die Normalkomponente der Bugstoßwellengeschwindigkeit im Ruhesystem des Sonnenwindplasmas und $\Omega_{ci,2}$ die Ionengyrations-

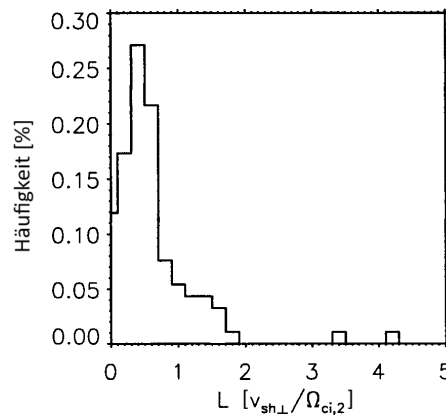


Abbildung 2.19.: Häufigkeitsverteilung der Bugstoßwellendicke bei 98 Bugstoßwellendurchgängen von Cluster (nach Bale et al. 2003).

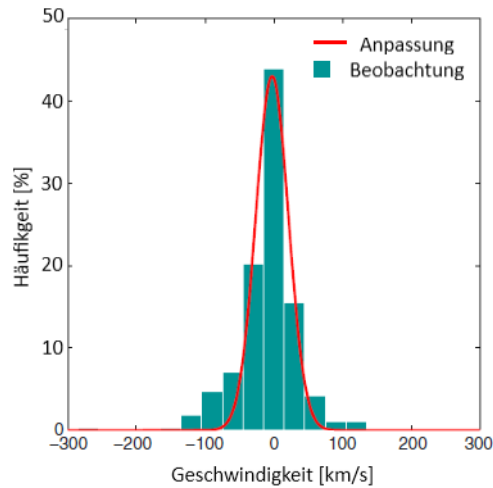


Abbildung 2.20.: Häufigkeitsverteilung der radialen Geschwindigkeitskomponente der Bugstoßwellenbewegung bei 381 Durchgängen von Cluster. Negative Werte entsprechen einer zur Erde gerichteten Bewegung. Die rote Kurve zeigt die Anpassung einer Normalverteilung, deren Mittelwert bei -2 km/s liegt und eine Standardabweichung von 14 km/s hat (nach Meziane et al. 2015).

fequenz stromabwärts sind. Unter typischen Bedingungen nimmt $v_{sh\perp}/\Omega_{ci,2}$ Werte in der Größenordnung von 100 km an. Meziane et al. (2015) untersuchten die Bewegungsgeschwindigkeit der Bugstoßwelle bei 381 Cluster-Durchgängen. Ihre Untersuchung zeigte eine annähernd normalverteilte Geschwindigkeitsverteilung (vgl. Abbildung 2.20) mit einer mittleren, absoluten Geschwindigkeit von ca. 40 km/s und Maxima von über 100 km/s. Die Bewegung der Bugstoßwelle erfolgt von der Erde aus betrachtet hauptsächlich in radialer Richtung (Meziane et al. 2014).

2.7. Die Cluster-Mission

Die vier Satelliten des ESA/NASA-Satellitenprojekts Cluster (Escoubet et al. 2001) befinden sich seit Juli und August 2000 in der Erdumlaufbahn. Am 1. Februar 2001 wurde

die Mission als einsatzbereit erklärt und begann ihre bis heute anhaltende Erkundung des erdnahen Weltraums. Eine der besonderen Neuerungen, die Cluster im Gegensatz zu den bisherigen Weltraummissionen mit sich brachte, war der gleichzeitige, koordinierte Betrieb von vier baugleichen Einzelsatelliten, deren gemeinsam gewonnenen dreidimensionalen Messungen den Einsatz neuer Analysemethoden erlaubten. Das Ziel von Cluster war und ist es, kleinskalige Strukturen und Prozesse innerhalb der Erdmagnetosphäre zu erfassen. Regionen, denen im Lauf der Mission besondere Aufmerksamkeit galt, waren beispielsweise die Bugstoßwelle mit dem angrenzenden Sonnenwindplasma, die Magnetopause, der Magnetosphärenschweif, die Cusps sowie die darunter liegenden Zonen der Polarlichter. Um alle diese räumlichen Bereiche und die daran gekoppelten wissenschaftlichen Interessen abdecken zu können, durchlief Cluster im Laufe der Jahre wiederholten Orbit- und Konstellationsanpassungen, in denen beispielsweise der Abstand der Satelliten untereinander variiert wurde (vgl. Abb. 2.21).

Die Cluster-Satelliten bewegen sich auf elliptischen, polaren Orbits, deren Länge des aufsteigenden Knotens sich mit einer Winkelgeschwindigkeit von ca. 1° pro Tag ändert. Dies führt zu einer vollständigen Drehung der Erdmagnetosphäre im Bezug auf die Bahnen innerhalb eines Jahres. Abbildung 2.22 zeigt die Lage der Cluster-Orbits auf der Tag-, Abend-, Nacht- und Morgenseite der Magnetosphäre während unterschiedlicher Jahreszeiten. Die Umlaufzeit eines Orbits beträgt ca. 57 Stunden. Typische Werte für Perigäum und Apogäum sind ca. $4 R_E$ und $20 R_E$.

Um dreidimensionale Strukturen im Plasma zu untersuchen, eignet sich im Allgemeinen eine Satellitenkonstellation in Form eines gleichmäßigen Tetraeders am besten. Aus bahnmekanischen Gründen ist es jedoch nicht möglich, eine konstante räumliche Kon-

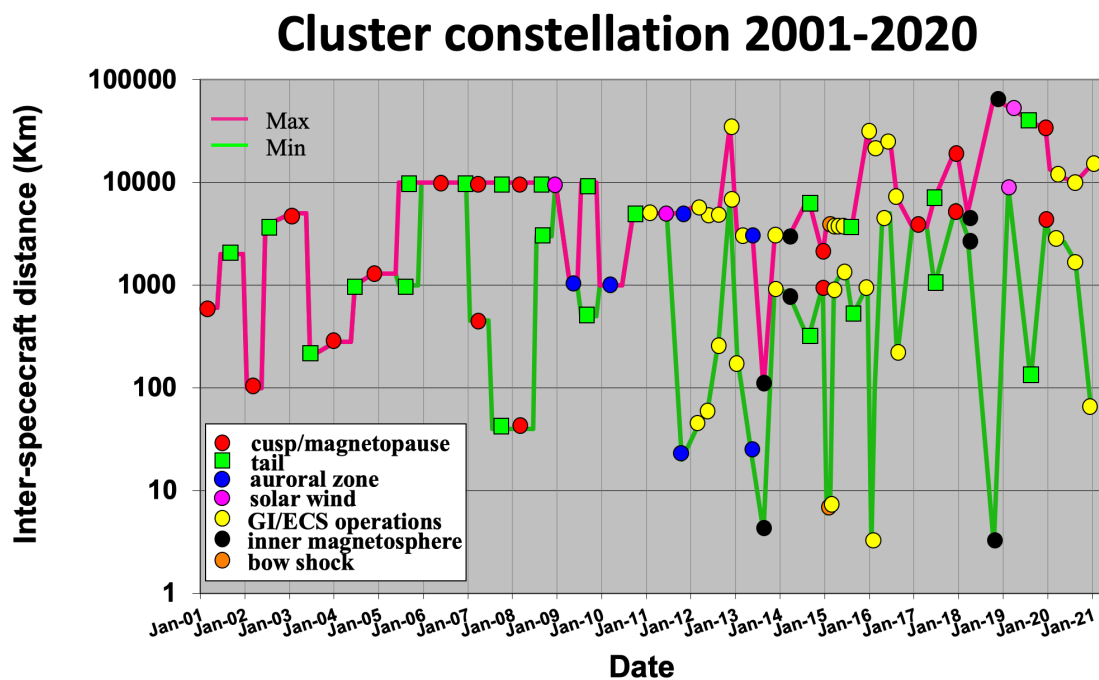


Abbildung 2.21.: Abstand zwischen den einzelnen Cluster-Satelliten während der Missionen von 2001 bis 2019. Quelle: ESA, <https://sci.esa.int/s/WyGpVBA>, 20.01.2020

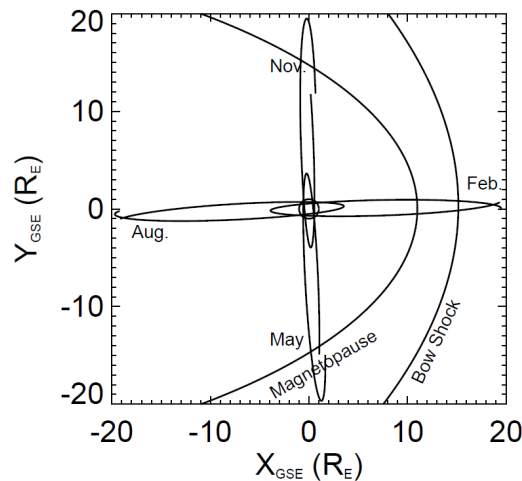


Abbildung 2.22.: Saisonale Variation der Lage der Cluster-Orbits im Bezug auf die Magnetosphäre. Die Orbits sind als Projektion in die Äquatorialebene dargestellt, das Zeitintervall zwischen den vier skizzierten Orbits beträgt je drei Monate (Escoubet et al. 2001).

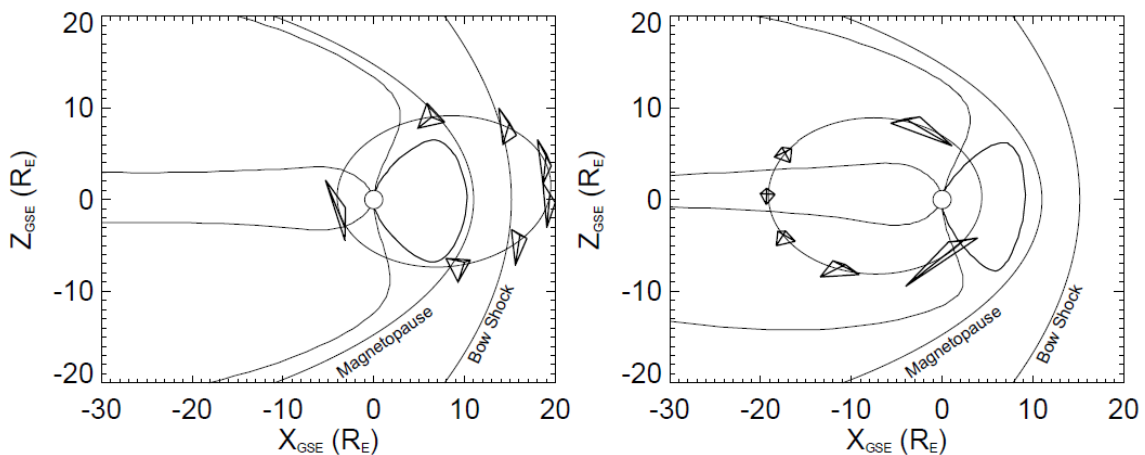


Abbildung 2.23.: Entwicklung der tetraedrischen Satellitenkonfiguration während eines Umlaufs, optimiert für Untersuchungen in der Cusp- (links) und der Schweifregion (rechts). Das Tetraeder wurde zu Darstellungszwecken um die Faktoren 30 bzw. 5 vergrößert (Escoubet et al. 2001).

stellation entlang eines Orbits zu erhalten. Stattdessen durchläuft die Satellitenkonstellation je Erdumlauf eine kontinuierliche Verformung. Abhängig von den Regionen der Magnetosphäre, auf welche man sich im Laufe der Missionsphasen konzentrierte, wurden die Bahnen der Einzelsatelliten im Hinblick auf ein möglichst gleichmäßiges Tetraeder an spezifischen Abschnitten des Orbits immer wieder angepasst (Escoubet et al. 2001). Die Optimierung der Satellitenkonfiguration für Cusp- sowie für Schweifstudien sind beispielhaft in Abbildung 2.23 gezeigt.

Die vier Cluster-Satelliten besitzen eine zylinderförmige Bauweise und sind mit einer Rotationsfrequenz von 0,25 Hz spin-stabilisiert. Jeder der vier baugleichen Satelliten ist mit elf Messinstrumenten ausgestattet (Escoubet et al. 2001):

- ASPOC (Active Spacecraft Potential Control experiment),

- CIS (Cluster Ion Spectrometry experiment),
- DWP (Digital Wave Processing experiment) ,
- EDI (Electron Drift Instrument),
- EFW (Electric Field and Wave experiment),
- FGM (Fluxgate Magnetometer),
- PEACE (Plasma Electron And Current Experiment),
- RAPID (Research with Adaptive Particle Imaging Detectors),
- STAFF (Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuation experiment),
- WBD (Wide Band Data instrument),
- WHISPER (Waves of High frequency and Sounder for Probing of Electron density by Relaxation experiment).

Die für diese Arbeit verwendeten Messdaten wurden von FGM und CIS aufgenommen.

2.7.1. Die Fluxgatemagnetometer

Zur Messung des magnetischen Feldes ist Cluster mit acht Fluxgate-Magnetometern ausgestattet. Ein Fluxgate-Sensor besteht aus einem weichmagnetischen Kern, der von einer Ankerspule umwickelt ist. Durch das Anlegen eines künstlichen Wechselfeldes mittels dieser Spule wird der Kern magnetisiert und in die magnetische Sättigung getrieben. Die resultierende zeitabhängige magnetische Induktion im Sensorkern ist eine nicht-lineare Funktion im Bezug auf das magnetisierende Feld, welches sich aus dem zu messenden Umgebungsfeld und dem künstlich erzeugten Feld zusammensetzt. In einer zweiten Spule induziert die zeitliche Änderung der magnetischen Flussdichte im Kern eine Wechselspannung, deren zweite Harmonische direkt proportional zum Umgebungsfeld ist. Das an der Sekundärspule abgegriffene Spannungssignal ermöglicht auf diese Weise die Messung der Magnetfeldkomponente des Umgebungsfeldes, welche senkrecht zur Wickelung der Spule steht. Für eine dreidimensionale Messung werden drei Sekundärspulen unterschiedlicher räumlicher Orientierung benötigt.

Jeder der vier Cluster-Satelliten trägt zwei triaxiale Fluxgate-Magnetometer. Sie befinden sich jeweils auf einem 5,2 Meter langen Ausleger. Der äußere Sensor (*outboard sensor*) ist am Ende dieses Auslegers montiert, der innere Sensor (*inboard sensor*) 1,5 Meter davon entfernt. Komplettiert wird das Instrument durch je eine Datenverarbeitungseinheit auf den Satelliten (Balogh et al. 1997).

Entlang der Orbits durchquert Cluster verschiedene Regionen mit stark variierenden Magnetfeldstärken. Die Magnetometer können hierfür in verschiedenen Messbereichen betrieben werden (s. Tabelle 2.1), wobei die Wechsel zwischen den Messbereichen automatisch durch die Steuerungselektronik durchgeführt werden.

Die Auflösung der Magnetometer reicht in Abhängigkeit von den jeweiligen Messbereichen von 8 nT bis 7,8 pT (Balogh et al. 1997). Zur Übertragung der Messdaten stehen

Tabelle 2.1.: Arbeitsbereiche des FGM-Instruments (Balogh et al. 1997).

Range Nr.	Messbereich	Auflösung
2	-64 nT bis +63,97 nT	$7,8 \times 10^{-3}$ nT
3	-256 nT bis +255,87 nT	$3,1 \times 10^{-2}$ nT
4	-1024 nT bis +1023,5 nT	0,125 nT
5	-4096 nT bis +4094 nT	0,5 nT
7	-65536 nT bis 65504 nT	8 nT

zwei Telemetriemodi zur Verfügung: Im *normal mode* werden 22,415 Hz Daten übermittelt, im *burst mode* 67,249 Hz. Bei niedrigen Feldern ($|B| < 200$ nT) beträgt die Messgenauigkeit 0,1 nT bis 0,2 nT, bei höheren Feldern ($|B| > 200$ nT) unter 0,4 nT (Laakso et al. 2009, S. 126-127).

2.7.2. Die Ionenspektrometer CIS

Bei CIS handelt es sich um Ionen-Spektrometrie-Experimente, die jeweils aus zwei Messinstrumenten und den dazugehörigen Steuerungs- und Datenverarbeitungseinheiten bestehen. Die beiden Subeinheiten von CIS sind der *Hot Ion Analyser* (HIA) und der *Ion Composition Distribution Function Analyser* (CODIF) (Rème et al. 1997). CIS ermöglicht die Bestimmung einer vollständig dreidimensionalen Ionenverteilung von Teilchenenergien zwischen ~ 0 und 40 keV/e bei einer zeitlichen Auflösung von vier Sekunden, welche durch die Spinfrequenz der Satelliten vorgegeben ist.

Das HIA-Instrument ist ein symmetrisch konstruiertes Spektrometer mit einem 360° -Sichtfeld. Es besteht aus zwei ineinander liegenden Halbschalen, zwischen denen durch Anlegen einer Spannung ein elektrisches Feld erzeugt wird, welches ein eingetretenes, geladenes Teilchen um 90° auf eine Detektorplatte ablenkt. Die zu messenden Ionen werden anhand ihres Energie-zu-Ladung-Verhältnisses mittels der angelegten Spannung selektiert, welche während des Messbetriebes kontinuierlich variiert wird (*sweeping*). Das Instrument ist in zwei je 180° umfassende Sektionen mit unterschiedlichen Empfindlichkeiten geteilt. Auf jeder wird pro Eigendrehung des Satelliten ein vollständiger Raumwinkel von 4π Steradianen erfasst. Die angelegte Spannung absolviert je Rotation 32 komplette *Sweep*-Durchläufe und deckt einen Messbereich von ~ 5 eV/e bis 32 keV/e ab. Die Winkelauflösung ist abhängig von der Messsektion und beträgt zwischen $5,625^\circ$ und $11,25^\circ$ (Laakso et al. 2009, S. 55).

Das CODIF-Instrument ist ein hochauflösendes Massenspektrometer, das die dreidimensionalen Verteilungsfunktionen der häufigsten Ionen, H^+ , He^+ , He^{++} und O^+ , bestimmt. Der Aufbau von CODIF ist ähnlich zu HIA, ergänzt um eine *Time-of-Flight*-Sektion, welche die zusätzliche Bestimmung des Masse-zu-Ladung-Verhältnisses erlaubt. Auch das CODIF-Instrument verfügt über zwei Sektionen unterschiedlicher Empfindlichkeiten, die jedoch nicht gleichzeitig betrieben werden können. Der Messbereich reicht von ungefähr 25 eV/e bis 40 keV/e. Die Winkelauflösung von CODIF beträgt $22,5^\circ$ (Laakso et al. 2009, S. 54).

3 Datenanalyse

3.1. Das Curlometer

Bereits vor dem Start von Cluster wurden neue Methoden zur Datenanalyse erarbeitet, die dem speziellen Charakter der zu erwartenden, simultan gewonnenen, dreidimensionalen Messungen an Bord von vier Satelliten Rechnung tragen. Dunlop et al. (1988) stellten dabei unter anderem die *Curlometer*-Methode vor. Sie ermöglicht eine direkte Abschätzung der lokalen elektrischen Stromdichte.

Die Grundlage für die Berechnung der Stromdichte bildet das Ampèresche Gesetz

$$\mu_0 \mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B} \quad , \quad (3.1)$$

das mittels linearer Näherung zu

$$\mu_0 \mathbf{J} \cdot (\Delta \mathbf{r}_{ij} \times \Delta \mathbf{r}_{ik}) = \Delta \mathbf{B}_{ij} \cdot \Delta \mathbf{r}_{ik} - \Delta \mathbf{B}_{ik} \cdot \Delta \mathbf{r}_{ij} \quad (3.2)$$

mit

$$\Delta \mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i \quad , \quad (3.3)$$

$$\Delta \mathbf{B}_{ij} = \mathbf{B}_j - \mathbf{B}_i \quad , \quad i, j, k = 1, 2, 3 \quad (3.4)$$

umgeschrieben werden kann. Gleichung 3.2 liefert die elektrische Stromdichte, die durch die Fläche fließt, welche von den drei Satelliten mit den Ortskoordinaten \mathbf{r}_i , \mathbf{r}_j und \mathbf{r}_k aufgespannt wird (vgl. Abb. 3.1). \mathbf{B}_i repräsentiert das am Satelliten i gemessene Magnetfeld. Durch die Berechnung der Stromdichten für drei unterschiedlich orientierte Seitenflächen des durch Cluster geformten Tetraeders ist eine Projektion der Stromdichte in ein kartesisches Koordinatensystem möglich.

Die Näherung in Gleichung 3.2 impliziert die Annahme, dass Variationen im Magnetfeld auf Skalen der Tetraedergröße linear sind bzw. die Stromdichte innerhalb des Tetraeders konstant ist. Diese Annahme ist vor allem dann erfüllt, wenn die Längenskalen der Magnetfeldkonfigurationen deutlich größer sind als die Größe des Cluster-Tetraeders.

Um abzuschätzen, in welchem Ausmaß die lineare Näherung und damit die Annahme einer konstanten Stromdichte bei einer spezifischen Messung unzutreffend ist, schlugen Dunlop et al. (1988) vor, neben der Rotation des Magnetfeldes auch dessen Divergenz zu berechnen:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad . \quad (3.5)$$

Sie spiegelt die Quellfreiheit von Magnetfeldern, also die Nichtexistenz magnetischer Monopole, wider. Durch lineare Näherung folgt

$$\nabla \cdot \mathbf{B} \left| \Delta \mathbf{r}_{ij} \cdot (\Delta \mathbf{r}_{ik} \times \Delta \mathbf{r}_{il}) \right| = \left| \sum_{j,k,l} \Delta \mathbf{B}_{ij} \cdot (\Delta \mathbf{r}_{ik} \times \Delta \mathbf{r}_{il}) \right| \quad . \quad (3.6)$$

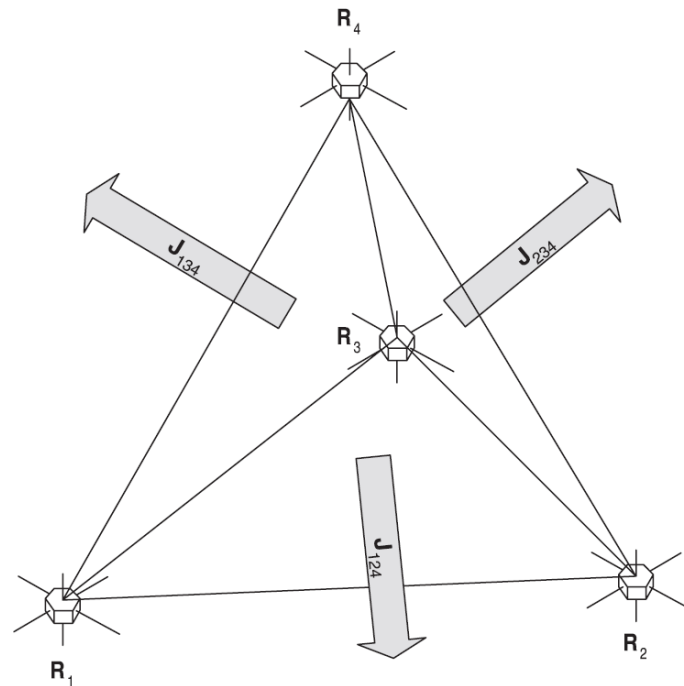


Abbildung 3.1.: Illustration der Stromdichteberechnung mithilfe des Curlometers an den Seitenflächen des Cluster-Tetraeders (Dunlop et al. 2002b).

Der Einfluss vorhandener und vernachlässigter nicht-konstanter Magnetfeldgradienten führt in der Berechnung von $\nabla \cdot \mathbf{B}$ nach Gleichung 3.6 zu Werten, die von Null abweichen. Der dimensionslose Quotient

$$\frac{|\nabla \cdot \mathbf{B}|}{|\nabla \times \mathbf{B}|} \quad (3.7)$$

kann daher als Maß für die Gültigkeit der linearen Näherung und somit für die Genauigkeit der Stromdichteberechnung durch das Curlometer herangezogen werden.

3.1.1. Fehlerquellen

Sowohl die Berechnung von $\nabla \times \mathbf{B}$ als auch von $\nabla \cdot \mathbf{B}$ wird durch die Form des von Cluster aufgespannten Tetraeders beeinflusst. Ebenso hat die relative Orientierung des Tetraeders im Bezug auf die Geometrie des umgebenden Magnetfeldes Einfluss auf die Ergebnisse. Je weniger die wahre Stromrichtung von der Richtung der Flächennormale der Tetraederseiten abweicht, umso genauer wird die Berechnung der Stromdichte. Daraus folgt, dass beispielsweise ein stark unregelmäßiges Tetraeder, dessen vier Flächennormalen annähernd parallel zur wahren Stromrichtung ausgerichtet sind, zu sehr guten Curlometerergebnissen führt. Die Berechnung eines zweiten Stroms, welcher senkrecht zum ersten steht, wird mit dem identischen Tetraeder dagegen ein sehr ungenaues Ergebnis liefern. Betrachtet man entsprechend die Komponenten eines wahren, beliebig orientierten Stroms, wird ersichtlich, dass das Curlometer im Fall eines unregelmäßigen Tetraeders zwar zu guten Ergebnissen in einzelnen Stromkomponenten führen kann, im Allgemeinen jedoch bei der Bestimmung des tatsächlichen Stromvektors mit großer Wahrscheinlichkeit sowohl bezüglich Betrag als auch Richtung eine hohe Unsicherheit beinhalten kann.

Paschmann und Daly (1998, S. 404-416) haben die Genauigkeit des Curlometers in Abhängigkeit von der Form des Tetraeders intensiv untersucht. Ihre Ergebnisse zeigen, dass das Curlometer statistisch betrachtet bessere Ergebnisse liefert und tatsächliche Ströme mit kleineren Fehlern reproduziert, wenn die Geometrie des Tetraeders einem regelmäßigen Tetraeder nahe kommt. Ebenso konnten sie zeigen, dass $\nabla \cdot \mathbf{B}$ für unregelmäßige Tetraeder größere Werte annimmt. Darüber hinaus zeigte sich, dass der Zusammenhang zwischen dem tatsächlichen Fehler in der Stromberechnung und dem Ergebnis von $\nabla \cdot \mathbf{B}$ für unregelmäßige Tetraeder geringer ist.

Neben diesen geometrisch bedingten Fehlerquellen haben auch Messungenauigkeiten direkten Einfluss auf das Curlometer. Diese sind beispielsweise die Ungenauigkeit in der Magnetfeldmessung $\delta \mathbf{B}$ sowie Fehler in der Positionsbestimmung der Satelliten $\delta \mathbf{r}$.

Dunlop et al. (2002b) stellten dar, dass der Einfluss von Messfehlern und der Einfluss nicht-konstanter Gradienten gegenläufig sind. Bei kleinen Abständen $\Delta \mathbf{r}$ zwischen den Satelliten, also einem kleinen Tetraeder, ist die Wahrscheinlichkeit geringer, dass vorhandene, nicht-lineare Magnetfeldänderungen fälschlicherweise vernachlässigt werden. Gleichzeitig wächst bei kleinen Satellitenabständen jedoch der Einfluss der Positionsungenauigkeit $\delta \mathbf{r}$. Bei großen Satellitenabständen sinkt der Einfluss von $\delta \mathbf{r}$, die Wahrscheinlichkeit, dass das Tetraeder nicht-lineare Änderungen überdeckt, wird jedoch größer. Ähnlich verhält es sich mit dem Messfehler $\delta \mathbf{B}$, welcher einen großen Einfluss bei kleinen Werten von $\Delta \mathbf{B}$ hat. Diese sind dann klein, wenn die an den vier Satellitenpositionen gemessenen Magnetfelder sehr ähnlich sind, was wahrscheinlicher ist, je kleiner die Abstände der Satelliten zueinander sind.

Eine dritte Fehlerquelle stellt der Einfluss zeitlicher Variationen dar. In den Messreihen beobachtbare zeitliche Abhängigkeiten können durch zeitlich variable Strukturen, durch mitbewegte, räumlich variierende Strukturen sowie durch eine Kombination aus beidem entstehen. Dunlop et al. (2002b) wiesen darauf hin, dass hochfrequente Variationen bei unterschiedlicher zeitlicher Datenauflösung aufgrund von Aliasing zu unterschiedlichen Ergebnissen bei der Berechnung von $\nabla \times \mathbf{B}$ und $\nabla \cdot \mathbf{B}$ führen können. Zeitliche Gradienten sollten daher vergleichbar zu mitbewegten räumlichen Gradienten sein. Dies kann durch die Wahl einer geeigneten zeitlichen Auflösung der für das Curlometer verwendeten Daten erreicht werden.

3.1.2. Der Qualitätsfaktor

Wie im vorangegangenen Abschnitt ersichtlich wurde, ist die Satellitenkonfiguration ein kritischer Punkt bei der Aus- bzw. Bewertung von Ergebnissen. Dies betrifft nicht nur das Curlometer, sondern auch andere Methoden der Datenanalyse, welche auf der direkten Kombination der Messdaten aller vier Satelliten basieren. Aus diesem Grund wurden im Laufe der Zeit verschiedene Größen vorgeschlagen, die bei der Bewertung und Beschreibung der geometrischen Konfiguration des Tetraeders helfen. Da sie neben der Beschreibung der Tetraedergeometrie auch Rückschlüsse auf die „Qualität“ (Zuverlässigkeit und/oder Genauigkeit) der Ergebnisse erlauben, werden sie auch Qualitätsfaktoren genannt.

Eine Auflistung und Diskussion verschiedener Qualitätsfaktoren ist bei Paschmann und Daly (1998, S. 323-344) zu finden. Neben verschiedenen eindimensionalen Qualitätsfaktoren werden dort auch zwei- und mehrdimensionale Größen vorgestellt. Letztere besitzen

Vorteile, wenn die spezielle Geometrie und ggf. auch die Orientierung des Tetraeders in Einzelfällen genau beschrieben werden soll. Sind diese Informationen von geringer Relevanz, liegt die Stärke von eindimensionalen Qualitätsfaktoren darin, die gewünschten Informationen über die Geometrie auf eine einzelne, leicht zugängliche Größe zu projizieren.

Da für die hier durchgeführte statistische Studie keine Informationen zur exakten Geometrie der Einzelereignisse benötigt wird, stattdessen aber grundsätzlich Messdaten bevorzugt werden sollen, bei welchen die Ergebnisse des Curlometers eine hohe statistische Sicherheit besitzen, wird zur Beschreibung des Tetraeders der eindimensionaler Qualitätsfaktor Q_G mit

$$Q_G = \frac{\text{True Volume}}{\text{Ideal Volume}} + \frac{\text{True Surface}}{\text{Ideal Surface}} + 1 \quad (3.8)$$

(Stein et al. 1992) gewählt. „True Volume“ und „True Surface“ bezeichnen das Volumen und die Oberfläche des tatsächlichen Tetraeders. „Ideal Volume“ und „Ideal Surface“ stehen für das Volumen und die Oberfläche eines regelmäßigen Tetraeders, dessen Seitenlängen dem Mittelwert der tatsächlichen Seitenlängen entspricht. Für den Fall, dass die tatsächliche Satellitenkonfiguration genau einem regelmäßigen Tetraeder entspricht, nimmt Q_G den maximalen Wert von 3 an. Befinden sich alle vier Satelliten in einer Linie, dann nimmt Q_G den minimalen Wert von 1 an. Es ist zu beachten, dass $Q_G = 2$ nicht zwingend bedeutet, dass sich die Satelliten in einer Ebene befinden.

Um den Qualitätsfaktor als Auswahlkriterium für geeignete Datenintervalle heranziehen zu können, wird im Folgenden der Zusammenhang zwischen Q_G und dem Fehler in der Berechnung der Stromdichte durch das Curlometer untersucht. Um letzteren genau bestimmen zu können, muss das Curlometer auf eine bekannte Stromdichteverteilung angewendet werden. Hierzu wird ein zylindersymmetrischer Modellstrom mit konstanter Stromdichte $\mathbf{J}_{\text{Modell}}$ angenommen. Des Weiteren wird ein Satz von 10000 Tetraederkonfigurationen erzeugt, die sich vollständig innerhalb des Modellstroms befinden und dort zufällig orientiert und positioniert sind. Die Tetraeder werden derart generiert, dass ihre Qualitätsfaktoren hauptsächlich den Bereich von 1,5 bis 3 abdecken.

An den Eckpunkten jedes Tetraeders wird das durch den Strom erzeugte Magnetfeld berechnet. Um den Einfluss von Messungenauigkeiten zu berücksichtigen, wird zusätzlich an jedem der Eckpunkte und unabhängig voneinander ein zufälliger Rauschwert addiert. Schließlich wird mit den resultierenden Magnetfeldwerten mittels Curlometer die Stromdichte $\mathbf{J}_{\text{Curlometer}}$ für jedes Tetraeder berechnet und das Ergebnis mit dem tatsächlichen Modellstrom verglichen.

Abbildung 3.2 zeigt die Unterschiede zwischen den Curlometerergebnissen und dem vorgegebenen Modellstrom. Auf der linken Seite ist die Abweichung des Betrags des Stroms

$$\Delta J = (|\mathbf{J}_{\text{Curlometer}}| - |\mathbf{J}_{\text{Modell}}|) / |\mathbf{J}_{\text{Modell}}| \quad (3.9)$$

in Prozent und auf der rechten Seite die Richtungsabweichung $\Delta\phi$ in Grad angegeben. Die mittlere Seitenlänge der Tetraeder beträgt $\langle d \rangle = 200$ km, was einem typischen Wert der Satellitenabstände entspricht, wie sie den Auswertungen in dieser Studie zugrunde liegen. Die Modellstromdichte beträgt 30 nA/m^2 und orientiert sich an mittleren Stromdichtewerten, die das Curlometer in dieser Arbeit für Magnetopausen- und Bugstoßwellenströme bestimmt. Die maximale Rauschamplitude wurde mit $0,2 \text{ nT}$ entsprechend der höchsten

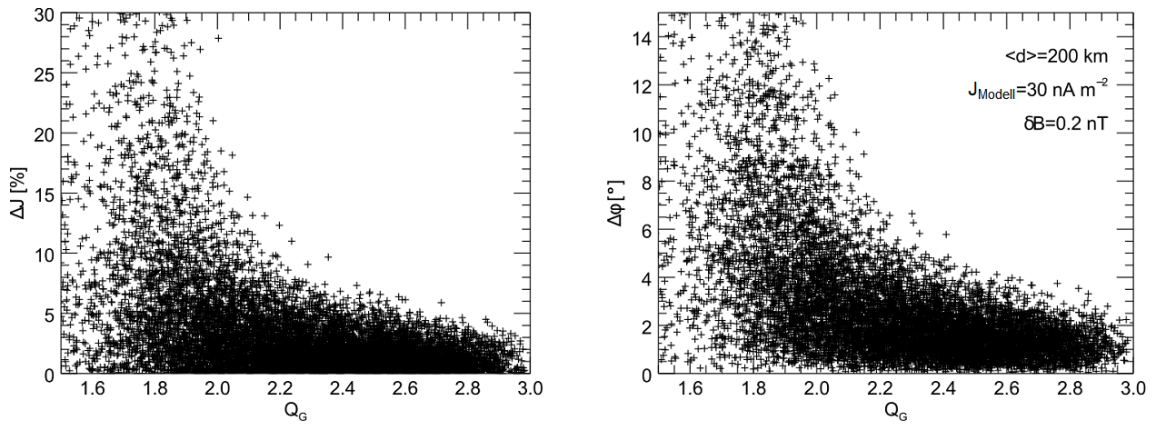


Abbildung 3.2.: Betrags- und Winkelabweichung der Curlometerergebnisse vom Modellstrom in Abhängigkeit vom Qualitätsfaktor (nach Liebert et al. 2017).

Abschätzung zum Messfehler des Magnetometers bei den betrachteten Magnetfeldstärken von unter 200 nT aus Kapitel 2.7.1 übernommen.

Sowohl der maximale Fehler im Betrag als auch in der Richtung des Stroms zeigen im Bereich von $2,3 < Q_G < 2,9$ ein ungefähr lineares Verhalten, während sie für Qualitätsfaktoren unterhalb von 2,2 stark anwachsen. Für den hier gewählten Satz von Parametern lässt sich erkennen, dass bei Tetraedern mit $Q_G > 2,3$ ein Fehler im Betrag des Stroms von maximal 8 % und eine Winkelabweichung von maximal 5° zu erwarten sind.

Die Fehler werden größer, wenn die Modellstromdichte oder die mittlere Seitenlänge der Tetraeder verringert wird. Wie bereits in Kapitel 3.1.1 diskutiert wurde, liegt dies am wachsenden Einfluss der Messfehler $\delta\mathbf{B}$. Abbildung 3.3 zeigt das Wachstum im Fehler für eine auf 15 nA/m^2 halbierte Stromdichte (oben) bzw. für eine auf 100 km halbierte mittlere Seitenlänge (unten). Die anderen Parametern entsprechen jeweils denen des vorangegangenen Beispiels. Betrachtet man wieder die Fehlerwerte bei $Q_G = 2,3$, so kann man feststellen, dass sich diese mit ca. 16 % und 10° ungefähr verdoppelt haben. Im Vergleich zur Abbildung 3.2 ist die Steigung im linearen Abschnitt der Einhüllenden entsprechend gewachsen.

Der gegenteilige Effekt ist in Abbildung 3.4 für eine größere mittlere Seitenlänge von 300 km zu sehen. Ab $Q_G = 2,3$ sind Fehler von kleiner 5 % im Betrag und kleiner 4° in der Richtung zu erwarten.

Bei den vorangegangenen vier Beispielen wurden nur die Messungenauigkeiten im Magnetfeld berücksichtigt. Wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben, hat auch die Genauigkeit der Ortsbestimmung Einfluss auf die Curlometerergebnisse. Ursprünglich wurde eine Bestimmungsgenauigkeit von 5 km für die Cluster-Mission angegeben. Tatsächlich werden inzwischen aber weitaus höhere Genauigkeiten im Bereich von 50 Meter bis zu ein paar Hundert Metern erreicht. Detaillierte Informationen zur Genauigkeit der Ortsbestimmung zum jeweiligen Satellitenstandort werden durch das *ESOC flight dynamics team* bereitgestellt. Mit den Ausgangsparametern von $\langle d \rangle = 200 \text{ km}$, $J_{\text{Model}} = 30 \text{ nA/m}^2$ und $\delta\mathbf{B} = 0.2 \text{ nT}$ wird unter Hinzunahme eines Rauschsignals von maximal 5 km bei den Ortskoordinaten der Tetraederecken der Einfluss der Positionsungenauigkeit untersucht. Wie der Vergleich von Abbildung 3.5 ($\delta\mathbf{r} = 5 \text{ km}$) zu Abbildung 3.2 ($\delta\mathbf{r} = 0 \text{ km}$) zeigt, hat selbst dieser große

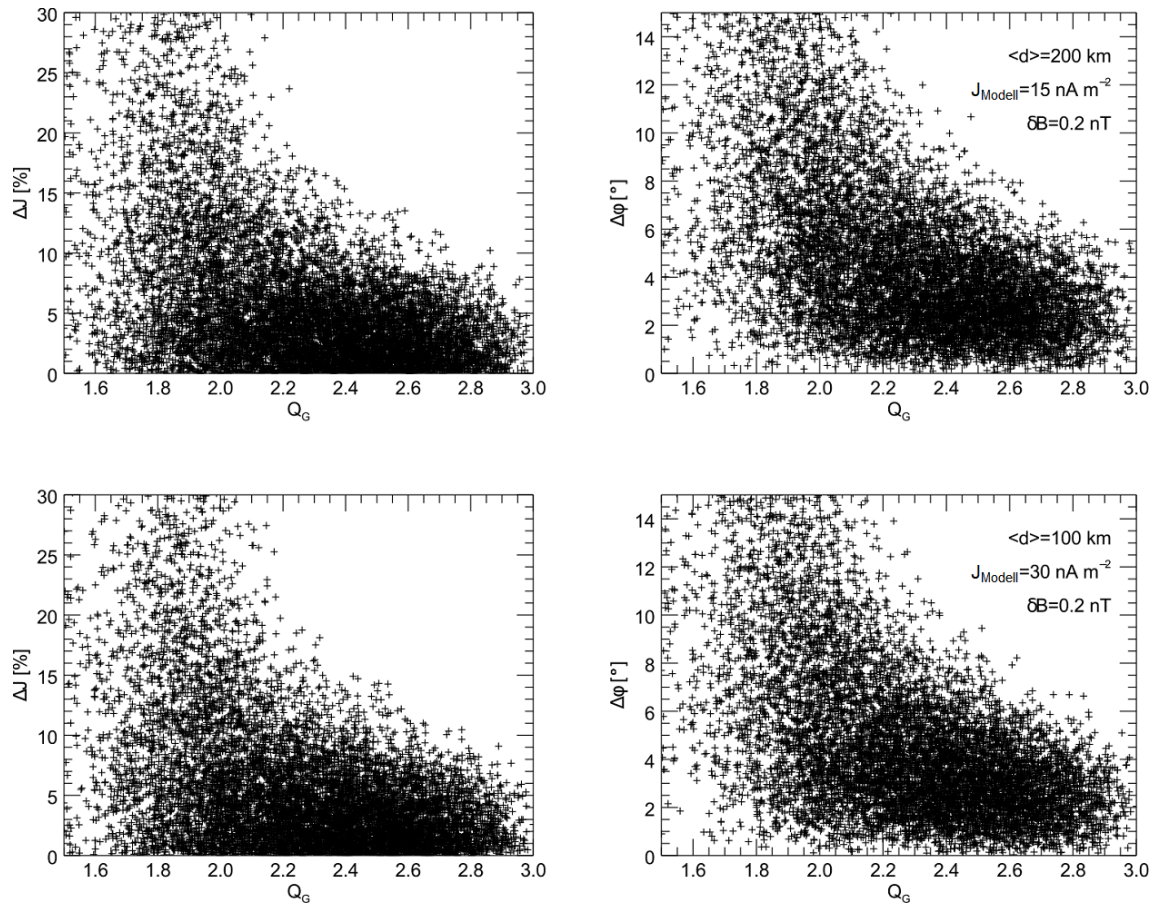


Abbildung 3.3.: Betrags- und Winkelabweichung wie in Abbildung 3.2 bei halbierter Stromdichte (oben) bzw. halbierter mittlerer Seitenlänge der Tetraeder (unten).

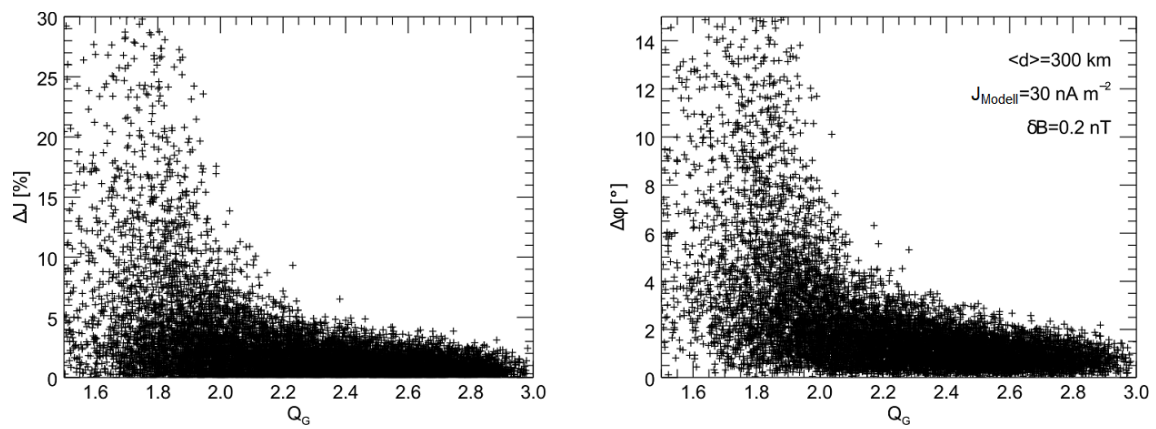


Abbildung 3.4.: Betrags- und Winkelabweichung wie in Abbildung 3.2 bei vergrößerter mittleren Seitenlänge der Tetraeder.

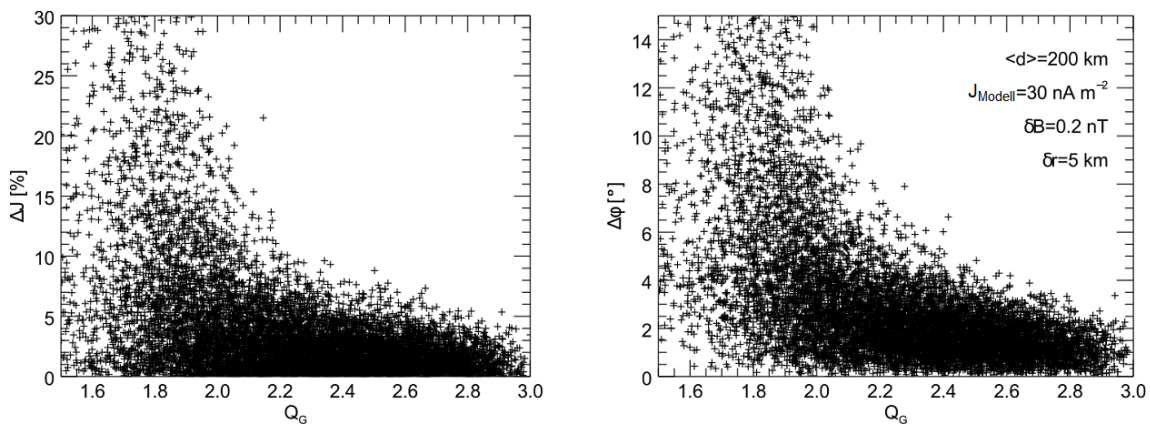


Abbildung 3.5.: Betrag- und Winkelabweichung wie in Abbildung 3.2 unter Berücksichtigung einer Ortsungenauigkeit von bis zu 5 km.

Fehler in der Ortsbestimmung keinen nennenswerten Einfluss auf das Curlometerergebnis mit den hier gewählten Parametern. Mit dem Wissen, dass der tatsächliche Fehler in der Ortsbestimmung deutlich kleiner ist, kann dieser als vernachlässigbar im Vergleich zur Messunsicherheit der Magnetfeldbestimmung angesehen werden.

Basierend auf diesen Ergebnissen wird in dieser Arbeit für eine hinreichend hohe statistische Sicherheit der Curlometerergebnisse das Kriterium $Q_G > 2,5$ zur Datenauswahl gewählt. Unter typischen und stationären Bedingungen an der Bugstoßwelle und der Magnetopause lässt es eine Genauigkeit von 3 % bis 15 % im Betrag und von 2° bis 10° in der Richtung des bestimmten Stroms erwarten.

3.1.3. Datenauflösung

Wie in Kapitel 3.1.1 erwähnt wurde, können zeitliche Variationen in den Daten einen Einfluss auf die Ergebnisse des Curlometers nehmen. Die Herleitung des Curlometers beruht auf der Annahme, dass beobachtete Gradienten im Magnetfeld ausschließlich auf räumliche Gradienten zurückzuführen sind. Näherungsweise stationäre Zustände kommen an Bugstoßwellen- und Magnetopausendurchgängen jedoch relativ selten vor. Im Allgemeinen muss davon ausgegangen werden, dass Gradienten in den Magnetfeldmessungen sowohl räumlichen als auch zeitlichen Ursprungs sind. Bei der Anwendung der Curlometer-Methode führen zeitliche Variationen in den Magnetfelddaten zu verfälschten Ergebnissen.

Aus diesem Grund empfehlen Dunlop et al. (2002b) für das Curlometer an der Bugstoßwelle und der Magnetopause eine relativ geringe Datenauflösung zwischen einer und fünf Minuten. Durch Glättung der Magnetfelddaten über ein entsprechendes Zeitfenster werden hochfrequente Variationen gedämpft, wodurch der Einfluss zeitlicher Gradienten, welche an den Positionen der einzelnen Satelliten zeitversetzt gemessen würden, vernachlässigbar wird. Von der Datenglättung sind jedoch ebenfalls räumliche Gradienten betroffen. Ist die räumliche Reichweite der Datenglättung kleiner als die Ausdehnung der untersuchten Struktur, bleibt die qualitative Aussage des Curlometerergebnisses erhalten. Lediglich die räumliche Auflösung wird verschlechtert und die Amplitude von beobachteten Strömen wird verringert. Reicht die Datenglättung hingegen deutlich über die räumli-

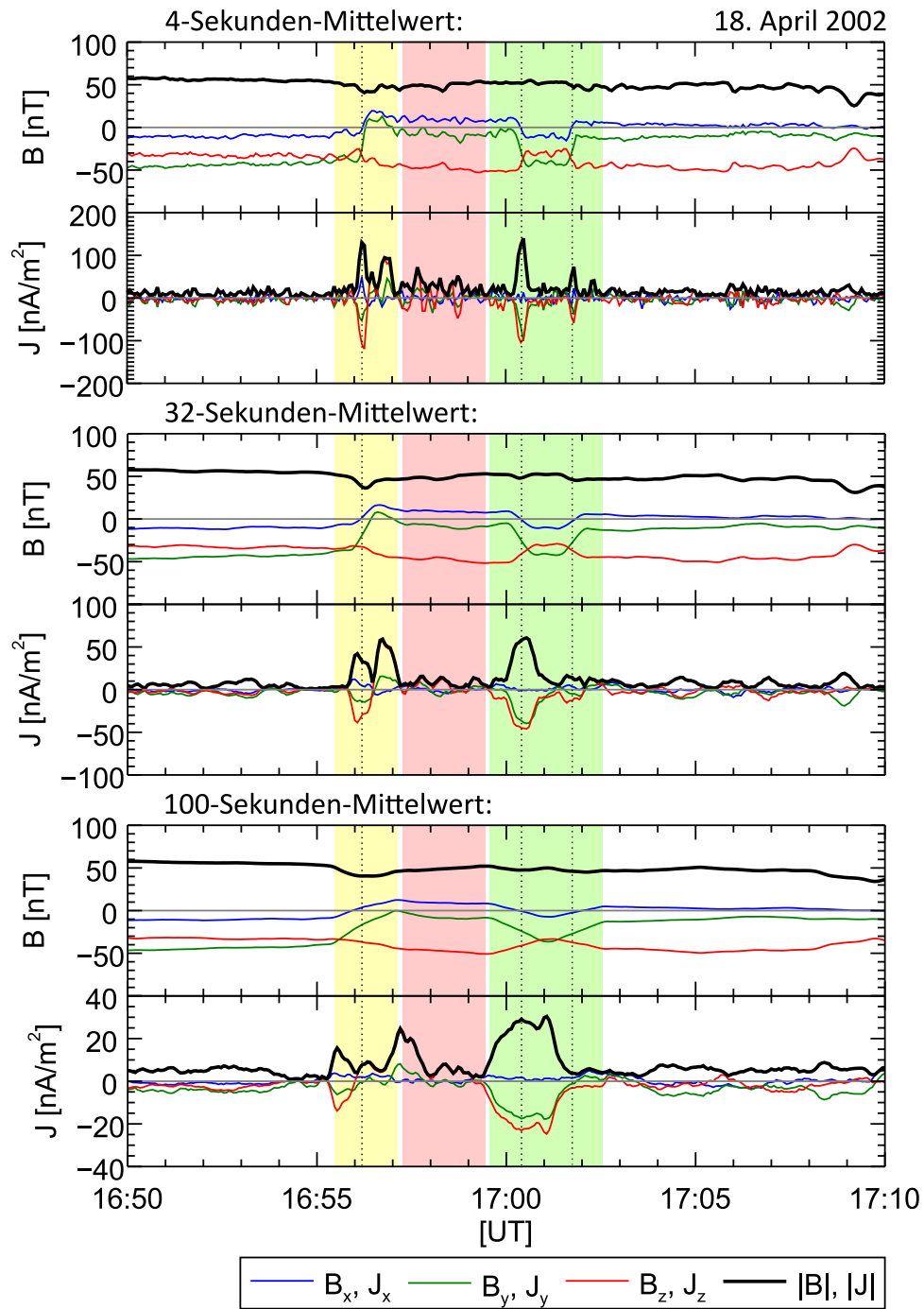


Abbildung 3.6.: Magnetfeld (gemessen von Cluster 1) und Curlometerergebnisse während mehrfacher Magnetopausenübergänge von Cluster am 18. April 2002 bei unterschiedlichen Fenstergrößen zur Mittelwertbildung der Magnetfelddaten.

che Ausdehnung der untersuchten Struktur hinaus, so wird das Curlometerergebnis durch den Einfluss umliegender Magnetfeldkonfigurationen verfälscht.

Abbildung 3.6 zeigt anhand eines Beispiels von drei Magnetopausenübergängen die Änderung der Curlometerergebnisse bei verschiedenen Fenstergrößen. Die Mittelwertbildung über 4 Sekunden entspricht einer Rotationsperiode der Cluster-Satelliten und die

Mittelwertbildung über 32 Sekunden acht vollständigen Rotationen. Mit steigender Größe des Fensters werden scharfe Sprünge in den Magnetfelddaten zunehmend verbreitert. Durch die Glättung aller vier von den Satelliten aufgenommen Magnetfeldmessreihen schrumpfen die relativen Abweichungen ΔB (vgl. Gl 3.6). Dies führt zu der in Abbildung 3.6 sichtbaren Abnahme des Betrags der Ströme bei größeren Fenstern. Gleichzeitig verbreitern sich die Stromsignaturen in den Curlometerergebnissen. Die Magnetopausenübergänge um 17:00:20 und 17:01:45 UT (in der Abbildung grün markiert) sind in den 4-Sekunden-Daten deutlich voneinander getrennt. Durch das 100-Sekunden Fenster wachsen die Signaturen zusammen und bilden ein gemeinsames Stromereignis.

In den 4-Sekunden-Magnetfelddaten sind hochfrequente Oszillationen zu sehen, die eine Reihe zusätzlicher Stromergebnisse zwischen 16:57 und 16:59 hervorrufen (in der Abbildung rot markiert). In ihrer Magnitude sind sie vergleichbar zu der des Magnetopausenstroms um 17:01:45. In den 32-Sekunden-Daten werden die meisten dieser Ströme durch die Mittelwertbildung herausgefiltert. Eine prominente Stromsignatur bei den 4- und 32-Sekunden Fenstern liegt neben dem Magnetopausenübergang um 16:56:15 (in der Abbildung gelb markiert). Sie korreliert mit einer Drehung im Magnetfeld, gut sichtbar an der Änderung der B_y -Komponente (gestrichelte Linie). In den 100-Sekunden-Daten ist dieser Magnetopausenübergang in den Magnetfelddaten auf den Bereich von 16:55:30 bis 16:57:00 verbreitert und die zwei in den Curlometerergebnissen verbleibenden breiten Stromsignaturen unterschiedlich Orientierungen befinden sich nun genau am Beginn und Ende des Übergangs, wodurch eine fehlerhafte Identifikation des Magnetopausenstroms möglich wird.

Bei der Wahl eines geeigneten Zeitfensters für die Mittelwertbildung muss neben der räumlichen Ausdehnung von Bugstoßwelle und Magnetopause auch deren Eigenbewegungen berücksichtigt werden. Die Relativgeschwindigkeit zwischen Grenzschicht und Cluster variiert stark und nimmt Werte zwischen 0 und über 100 km/s an. Die mittlere Geschwindigkeit von Cluster beträgt an der Bugstoßwelle 1,6 km/s und an der Magnetopause 2,3 km/s. Sie ist vergleichsweise klein und ihr Beitrag zur Relativgeschwindigkeit kann vernachlässigt werden.

Ein Cluster-Tetraeder in der Größe von 200 km wird von einem Punkt innerhalb der Grenzschicht bei einer typischen Relativgeschwindigkeit von 50 km/s innerhalb von vier Sekunden passiert. Dieselbe Zeit benötigt eine 200 km dicke Bugstoßwelle, um einen einzelnen Satelliten zu überqueren. Bei einer Ausdehnung von 1500 km überquert die Magnetopause einen Satelliten in 30 Sekunden. Für die Anwendung des Curlometers auf die hier genutzten Daten bietet sich folglich ein Fenster für die Mittelwertbildung an, welches in der Größenordnung von einigen 10 Sekunden liegt.

Zur Festlegung eines einheitlichen Fensters wurden die Curlometerergebnisse bei verschiedenen Fenstergrößen miteinander verglichen. Bei sehr kleinen Fenstern erschweren überlagerte, hochfrequente Anteile die Identifikation klar abgegrenzter Stromsignaturen. Bei einer Mittelwertbildung über 32 Sekunden (vier Spin-Perioden) stellen sich die meisten Stromsignaturen bereits deutlich dar. Im Fall von Magnetopausendurchgängen haben sich auch größere Fenster von über einer Minute als verlässlich erwiesen und liefern qualitativ vergleichbare Ergebnisse. An der Bugstoßwelle ist die Anwendung größerer Fenster aufgrund der geringeren räumlichen Ausdehnung nicht möglich. Die Bugstoßwellenübergänge stellen sich in den Cluster-Daten deutlich schärfer und kürzer dar als an der Magnetopause, wodurch die Ergebnisse nach Anwendung eines großen Fensters die

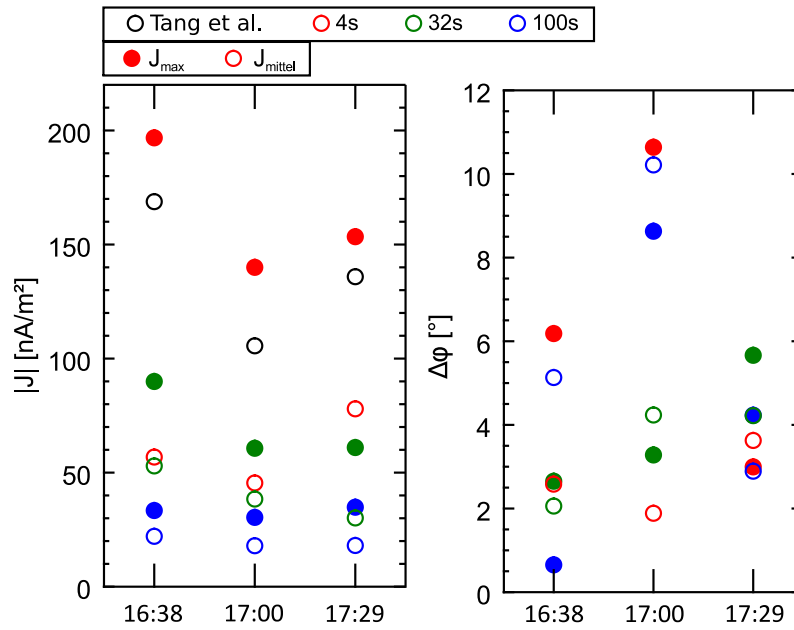


Abbildung 3.7.: Vergleich der Curlometerergebnisse für die Magnetopausendurchgänge am 18. April 2002 um 16:38, 17:00 und 17:29 UT. Vor Anwendung des Curlometers wurden die Magnetfelddaten über 4 (rot), 32 (grün) und 100 s (blau) gemittelt. Zu jedem Ereignis wurden die maximalen (J_{\max} , gefüllte Kreise) und mittleren (J_{mittel} , leere Kreise) Stromdichten bestimmt. Die linke Grafik zeigt den Betrag der Stromdichten. In schwarz sind die aus Tang et al. (2012) abgeleiteten Stromdichten markiert. Die rechte Grafik zeigt die Winkelabweichung der Ströme von ihrer gemeinsamen mittleren Richtung.

tatsächlichen Stromstrukturen oft nicht mehr korrekt reproduzieren können. Die Fenstergröße von 32 Sekunden erwies sich auch an der Bugstoßwelle als sinnvoll und verlässlich. Alle in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse beruhen daher auf der Anwendung eines 32-Sekunden-Fensters zur Bestimmung des gleitenden Mittelwertes der Magnetfelddaten.

Um den Einfluss der Fenstergröße bei der Mittelwertbildung auf die absolute Stromstärke darzustellen, werden die Ergebnisse von drei Magnetopausendurchgängen am 18. April 2002 um 16:38, 17:00 und 17:29 UT in Abbildung 3.7 vorgestellt. Die maximalen Stromdichten (ausgefüllte Kreise) liegen bei ca. 30 nA/m² (100-Sekunden-Fenster, blau), 60 bis 90 nA/m² (32-Sekunden-Fenster, grün) und 140 bis 200 nA/m² (4-Sekunden-Fenster, rot). Je nach Fenstergröße variieren die Ergebnisse sehr stark um Faktoren von 4,5 (Ereignis 3) bis 5,9 (Ereignis 1). Die mittleren Stromdichten (leere Kreise) besitzen kleinere Werte von ca. 20 nA/m² (100-Sekunden-Fenster), 30 bis 50 nA/m² (32-Sekunden-Fenster) und 50 bis 80 nA/m² (4-Sekunden Fenster). Die Unterschiede in Abhängigkeit von der Fenstergröße (Faktoren von 2,5 bei Ereignis 2 und 4,3 bei Ereignis 3) sind ebenso bei den mittleren Stromdichten sehr deutlich, aber nicht ganz so groß wie bei den maximalen Stromdichten. Alle Werte sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Dieselben drei Ereignisse wurden bereits von Tang et al. (2012) untersucht. Sie bestimmten mittels Minimum-Varianz-Analyse den Sprung in der Tangentialkomponente des Magnetfeldes ΔB_{MP} . Durch Anwendung des *Discontinuity analyzers* (Dunlop et al. 2002a) berechneten sie weiterhin die Schichtdicke der Magnetopause d_{MP} (s. Tabelle 3.1).

Tabelle 3.1.: Vergleich der Curlometergebnisse bei drei Magnetopausendurchgängen am 18. April 2002 bei Mittelwertbildung der Magnetfelddaten über 4, 32 und 100 s. Es werden jeweils die mittlere und die maximale Stromdichte bestimmt. In der letzten Spalte sind die aus Tang et al. (2012) abgeleiteten Stromdichten aufgelistet. Die mit (*) markierten Daten wurden aus Tang et al. (2012) übernommen und geben den Sprung in der Tangentialkomponente des Magnetfeldes sowie die Dicke der Magnetopause an.

Nr.	Zeit [UT]	$ \mathbf{J}_{\text{mittel}} $ [nA/m ²]			$ \mathbf{J}_{\text{max}} $ [nA/m ²]			ΔB_{MP} [nT]	d_{MP} [km]	$\frac{\Delta B}{\mu_0 d_{MP}}$ [nA/m ²]
		4 s	32 s	100 s	4 s	32 s	100 s			
1	16:38	57	53	22	197	90	33	56,2 ^(*)	265 ^(*)	169
2	17:00	46	38	18	140	61	30	56,8 ^(*)	428 ^(*)	106
3	17:29	78	30	18	153	61	35	38,6 ^(*)	226 ^(*)	136

Tabelle 3.2.: Mittelwerte und Varianzen der Winkelabweichung zur mittleren Stromrichtung in Abhängigkeit von den auf die Magnetfelddaten zur Glättung angewendeten Zeitfenstern bei den Magnetopausenübergängen am 18. April 2002.

	4 s	32 s	100 s
$\overline{\Delta\phi}$	4,7°	3,7°	5,3°
$\text{Var}(\Delta\phi)$	10,8°	1,7°	12,8°

Daraus lassen sich mit der Abschätzung $\mu_0 J_{MP} \approx \Delta B_{MP}/d_{MP}$ die entsprechenden Stromdichten berechnen. Die aus der Arbeit von Tang et al. (2012) abgeleiteten Werte sind in Abbildung 3.7 in schwarz zusätzlich dargestellt. Sie liegen etwas unterhalb der mittels Curlometer gewonnen 4-Sekunden-Maximalwerte.

Im Gegensatz zur Magnitude erweist sich die Richtung des mit dem Curlometer bestimmten Stromvektors als relativ unempfindlich gegenüber der Wahl der Fenstergröße. Die Richtung des mittleren Stroms wird durch komponentenweise Mittelwertbildung berechnet. Die Richtung des maximalen Stroms wird durch die Komponenten am Ort des maximalen Betrags bestimmt (s. Kapitel 3.2.1). Die rechte Seite von Abbildung 3.7 zeigt die Winkelabweichung $\Delta\phi$ der 18 Ergebnisse, bezogen auf die mittlere Richtung je Ereignis. Sie liegen zwischen 1,1° und 10,5°. Die Ergebnisse bei der Anwendung eines 32-Sekunden-Fensters besitzen in diesem Beispiel im Mittel die kleinste Winkelabweichung sowie die geringste Varianz (s. Tabelle 3.2). Die Winkelabweichungen entsprechen in ihrer Größe der Winkelgenauigkeit, welche basierend auf der Wahl des Qualitätsfaktors $Q_G > 2,5$ zu erwarten ist.

Im Fall von realen, nicht stationären Bedingungen wird aber offensichtlich, dass die in Kapitel 3.1.2 abgeleitete Betragsgenauigkeit von 3 % bis 15 % keine Relevanz besitzt. Die Unsicherheiten in der Bestimmung der Strommagnituden werden von dem Einfluss zeitlicher Variationen in den Magnetfelddaten sowie der darauf begründeten Mittelwertbildung dominiert.

3.2. Auswahl und Vorbereitung der Daten

Die für diese Arbeit ausgewerteten Magnetfelddaten wurden von den vier äußeren Fluxgatemagnetometern (outboard FGM sensors) der Cluster-Satelliten aufgenommen. Zusätzlich werden von CIS HIA und CODIF gewonnene Dichte-, Temperatur- und Geschwindigkeitsdaten der Ionen verwendet. Der Zugriff auf die Magnetfeld- und Teilchendaten erfolgte über das *Cluster Science Archive* (CSA, ehemals *Cluster Active Archive* CAA, Laakso et al. 2010). Für die Auswertung von Magnetopausenübergängen wurden weiterhin OMNI-Daten des IMF über das *Coordinated Data Analysis Web* (CDAWeb) abgerufen.

Die Cluster-Mission durchlief seit ihrem Start eine Vielzahl unterschiedlicher Konstellationen, wobei die Abstände zwischen den Satelliten von wenigen Kilometern bis über 10000 km variierten. Die Magnetopause und die Bugstoßwelle besitzen typische Schichtdicken in der Größenordnung von ein paar Hundert Kilometern. Um verlässliche Ergebnisse des Curlometers zu erhalten, muss bei der Datenauswahl darauf geachtet werden, dass die Größe des durch Cluster aufgespannten Tetraeders die Ausdehnung der untersuchten Grenzsichten nicht überschreitet (vgl. Kap. 3.1). Als Maß für die Größe des Tetraeders wird seine mittlere Seitenlänge $\langle d \rangle$ herangezogen. Um eine innerhalb der Grenzsicht noch räumlich aufgelöste Stromsignatur bestimmen zu können, ist es erforderlich, dass die tatsächliche Ausdehnung der Grenzsicht ein Vielfaches der mittleren Seitenlänge beträgt.

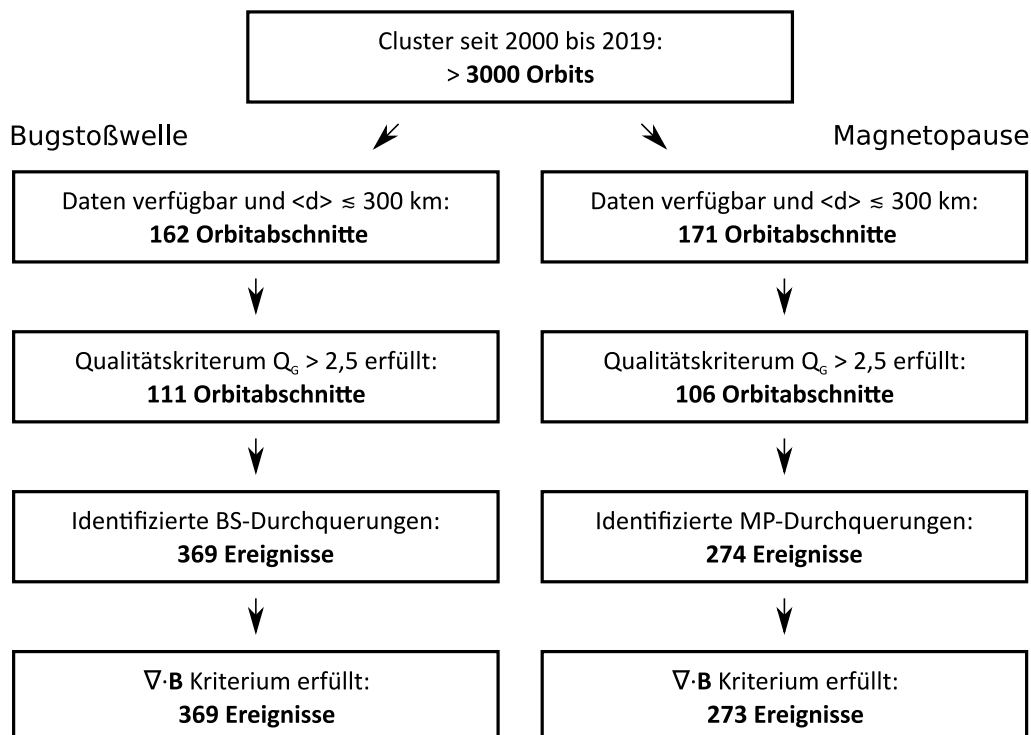


Abbildung 3.8.: Schematische Darstellung der Datenauswahl. Von insgesamt über 3000 Cluster-Orbits erfüllen nur relativ wenige Abschnitte alle nötigen Kriterien für die Untersuchung der Bugstoßwelle und der Magnetopause mittels der Curlometer-Methode (nach Liebert et al. 2017, 2018).

Zwischen Februar und Mai 2002 und von Dezember 2003 bis Mai 2004 betrug der mittlere Satellitenabstand von Cluster ca. 300 km und weniger, während der Clusterorbit die tagseitige Magnetopause und Bugstoßwelle kreuzte. Zu anderen Missionszeiten lagen die Abstände bei deutlich größeren Werten von ungefähr 1000 km und mehr (vgl. Abb. 2.21) oder der Orbit befand sich auf der Nachtseite (vgl. Abb. 2.22). Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen werden daher nur Messdaten aus den Zeiträumen zwischen 2002 und 2004 ausgewertet. Sie decken insgesamt 264 Tage mit nutzbaren Datenausschnitten ab, in denen Cluster 110 Orbits um die Erde absolviert. Je Orbit durchquert Cluster die Magnetosheath zweimal. Aufgrund von zeitweise fehlenden Messdaten stehen an der Bugstoßwelle insgesamt 162 und an der Magnetopause 171 Orbitabschnitte für die Analyse zur Verfügung.

Der Qualitätsfaktor Q_G des Cluster-Tetraeders wurde entlang dieser Abschnitte berechnet. Wegen der sich stetig ändernden Geometrie des Tetraeders während eines Orbits sowie der unterschiedlichen Konstellation während verschiedener Missionszeiten (vgl. Abb. 2.23) unterliegt der Qualitätsfaktor starken Variationen. An der Bugstoßwelle erfüllen 111 und an der Magnetopause 106 Orbitabschnitte das Kriterium $Q_G > 2,5$.

Da die Lage von Bugstoßwelle und Magnetopause ständig variiert, kommt es häufig zu mehrfachen Übergängen durch die Grenzschichten innerhalb eines einzelnen Orbitabschnittes. Dies erhöht die Zahl der zur Auswertung zur Verfügung stehenden Ereignisse auf 369 an der Bugstoßwelle und 274 an der Magnetopause. Aufgrund eines einmalig auftretenden sehr großen Wertes bei der Berechnung von $\nabla \cdot \mathbf{B}$ (Gl. 3.7) an der Magnetopause gehen schließlich 273 Magnetopausenströme in die Untersuchung ein. An der Bugstoßwelle beträgt die mittlere Größe des Tetraeders aller in dieser Arbeit untersuchten Ereignisse $\langle d \rangle = 194$ km, an der Magnetopause 198 km. Abbildung 3.8 fasst den Prozess der Datenauswahl, die eingeflossenen Auswahlkriterien und die resultierende Anzahl der Ereignisse zusammen.

3.2.1. Identifikation und Klassifikation von Übergängen

Abbildung 3.9 zeigt erneut das Beispiel sich wiederholender Durchgänge durch die Magnetopause am 18. April 2002. Anhand der Teilchen- und der Magnetfelddaten lassen sich die Übergänge klar identifizieren. An ihnen zeigen sich in den Curlometerergebnissen Spitzen in der Stromdichte von ca. 40 bis 90 nT/m². Vier vollständige Durchgänge durch die Grenzschicht sind um 16:38, 16:56, 17:29 und 17:48 UT mit gestrichelten Linien markiert. Daneben lassen sich Berührungen der Magnetopause um 16:42, 17:00 bis 17:02 und 17:43 UT (gepunktete Linien) identifizieren. Von diesen ist nur das Ereignis um 17:00 UT mit einer deutlichen Stromsignatur verbunden. Im Gegenzug zeigt sich um 17:20 eine Stromspitze, die den anderen in Magnitude und Richtung gleicht, anhand von Magnetfeld- und Teilchendaten aber nicht sicher mit einer Berührung der Magnetopause in Verbindung gebracht werden kann. Die dritte Leiste in Abbildung 3.9 zeigt das Ergebnis der Berechnung von $\nabla \cdot \mathbf{B}$, welches um 16:56 ein deutliches und scharfes Maximum besitzt. Der an diesem Ereignis identifizierte Strom wurde in Kapitel 3.1.3 bereits behandelt und zeigte eine deutliche Abhängigkeit von der Fenstergröße bei der Mittelwertbildung (vgl. Abb. 3.6).

Abbildung 3.10 zeigt beispielhaft einen mehrfachen Bugstoßwellendurchgang am 4. April 2004. Die Übergänge zwischen Sonnenwind und Magnetosheath sind sowohl in

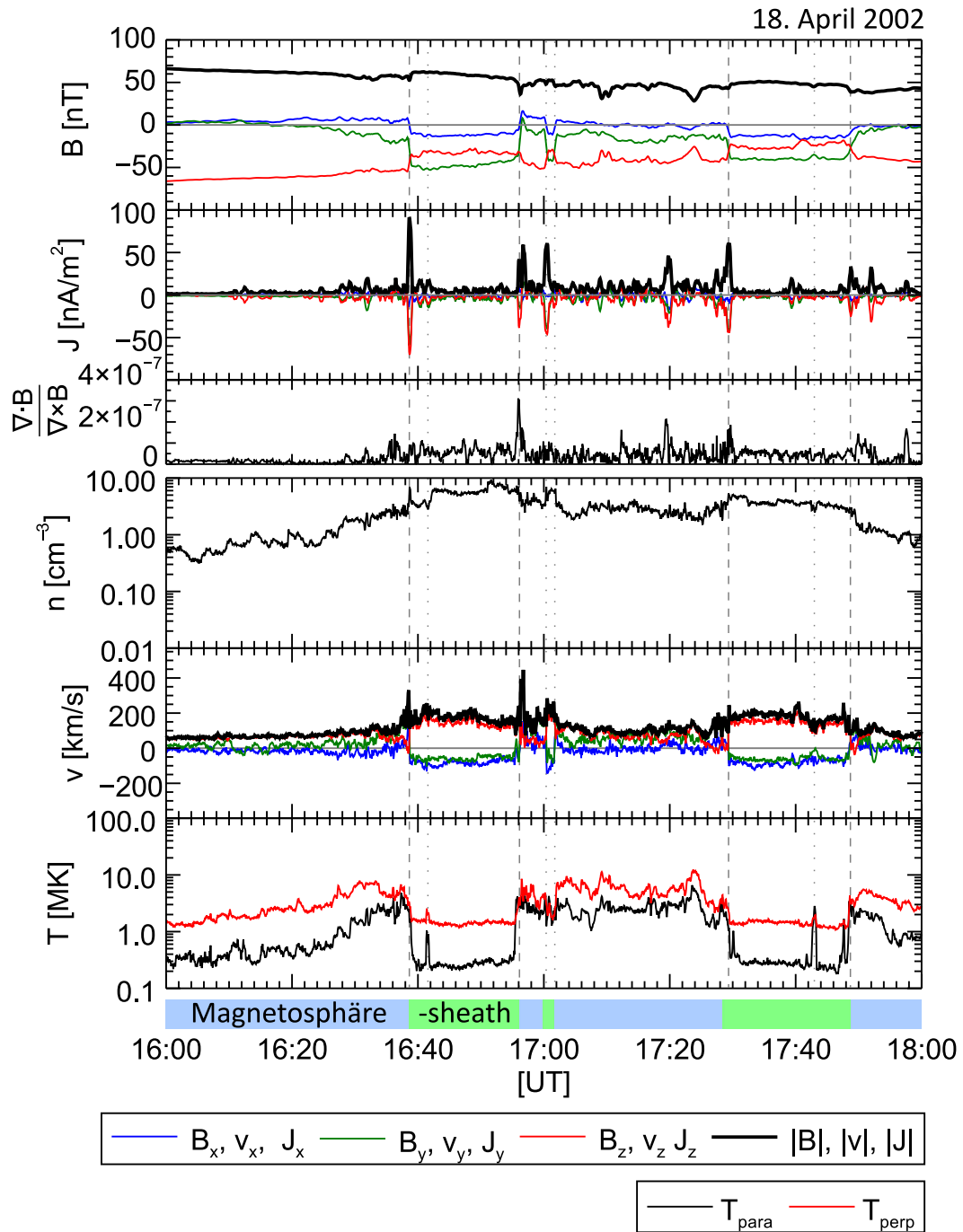


Abbildung 3.9.: Mehrfacher Magnetopausendurchgang am 18. April 2002. Die oberen Zeitreihen zeigen die FGM-Magnetfelddaten (Cluster 1, gleitender 32-Sekunden-Mittelwert), die Ergebnisse des Curlometers und $\nabla \cdot \mathbf{B} / \nabla \times \mathbf{B}$. Die unteren Zeitreihen zeigen die von CIS (Cluster 1) bestimmte Ionendichte, Ionenströmungsgeschwindigkeit und Ionentemperatur. Vollständige Magnetopausendurchgänge und Magnetopausenberührungen sind mittels gestrichelter bzw. gepunkteter Linien eingezeichnet.

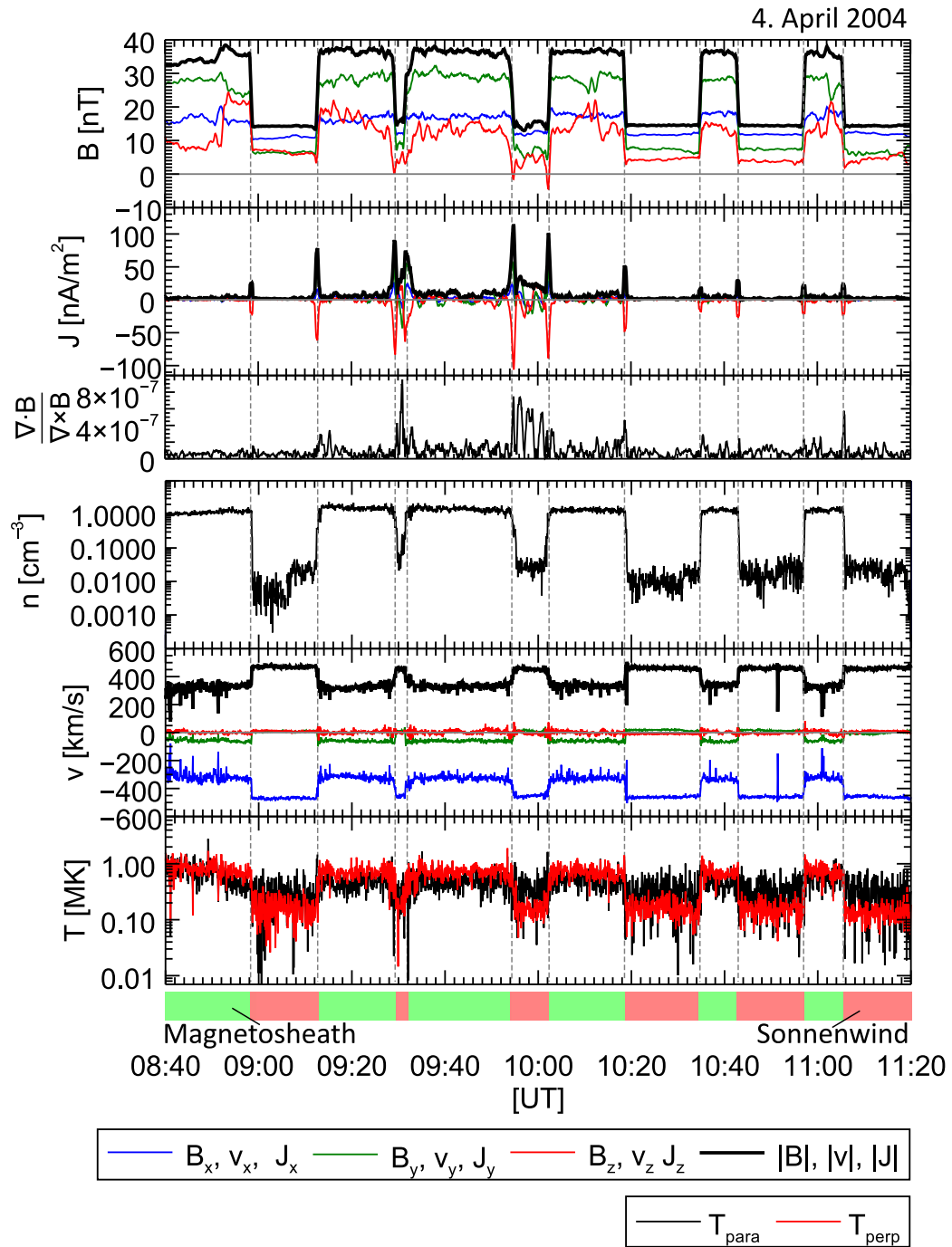


Abbildung 3.10.: Mehrfacher Bugstoßwellendurchgang am 4. April 2004. Darstellung wie in Abb. 3.9.

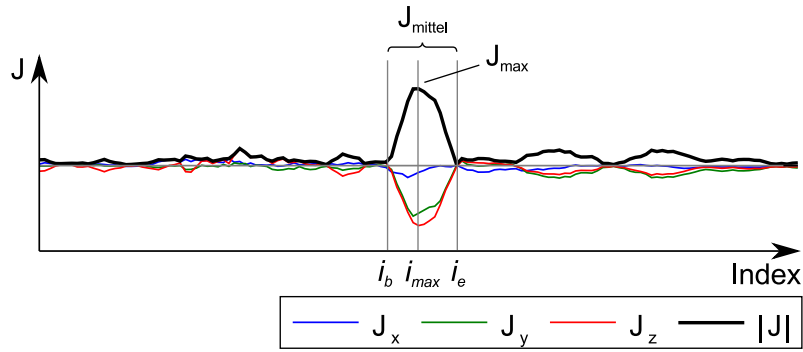


Abbildung 3.11.: Skizze zur Bestimmung der mittleren und maximalen Stromdichte.

den Magnetfeld- als auch in den Teilchendaten zu erkennen. Innerhalb der Sheath ist die Magnetfeldstärke und die Teilchendichte erhöht. Die Strömungsgeschwindigkeit wird an der Bugstoßwelle von knapp 500 auf ca. 300 km/s herabgesetzt. Die Ergebnisse des Curlo-meters zeigen Stromspitzen zu den Zeitpunkten der Bugstoßwellendurchgänge. Die Ori-entrierung der Ströme ist stabil, während die Magnitude zwischen ca. 30 und 100 nA/m² schwankt.

Beginn und Ende jeder gefundenen Stromsignatur, die wie in den Beispielen von Abbil-dung 3.9 und Abbildung 3.10 eindeutig mit dem Übergang an der Magnetopause oder der Bugstoßwelle verknüpft ist, werden erfasst (Abb. 3.11). Die mittlere Stromdichte wird für jedes Ereignis aus dem Mittelwert aller drei Komponenten des Stromdichtevektors innerhalb dieser Grenzen berechnet (vgl. Abb. 3.11):

$$\mathbf{J}_{\text{mittel}} = \frac{1}{i_e - i_b} \sum_{i=i_b}^{i_e} \begin{pmatrix} J_{x,i} \\ J_{y,i} \\ J_{z,i} \end{pmatrix} . \quad (3.10)$$

Die maximale Stromdichte jedes Ereignisses wird an der Stelle des maximalen Betrags bestimmt (vgl. Abb. 3.11):

$$\mathbf{J}_{\text{max}} = \begin{pmatrix} J_{x,i} \\ J_{y,i} \\ J_{z,i} \end{pmatrix} \bigg|_{i=i_{\text{max}}} . \quad (3.11)$$

Zusätzlich wird eine dritte Stromrichtung mithilfe der Minimum-Varianz-Analyse der Magnetfelddaten bestimmt (MVAB, z. B. Paschmann und Daly 1998). Dabei handelt es sich um eine regelmäßig angewendete Methode, um aus Magnetfeldmessdaten die Ori-entrierung einer Grenzsicht wie der Magnetopause oder der Bugstoßwelle abzuleiten. Unter der Annahme einer idealen, eindimensionalen Grenzsicht ergeben sich aus der Minimierung von

$$\sigma^2 = \frac{1}{i_e - i_b} \sum_{i=i_b}^{i_e} \left| \left(\mathbf{B}_i - \frac{1}{i_e - i_b} \sum_{i=i_b}^{i_e} \mathbf{B}_i \right) \cdot \mathbf{n} \right|^2 , \quad (3.12)$$

wobei $|\mathbf{n}| = 1$, die zueinander senkrecht stehenden Richtungen minimaler, mittlerer und maximaler Varianz des Magnetfeldes entlang des Durchgangs durch die Grenzsicht. Da die Normalkomponenten des Magnetfeldes an der Magnetopause und der Bugstoßwelle

keine Veränderungen erfahren, entspricht die Richtung der minimalen Varianz im Idealfall der Normalenrichtung \mathbf{n} .

Haaland et al. (2004) stellten das erste Mal die Möglichkeit dar, die Minimum-Varianz-Analyse auf den Stromdichtevektor \mathbf{J} anzuwenden (MVAJ), welcher mittels Curlometer bestimmt wird. Da der Strom im idealen Bild innerhalb der Grenzschicht fließt und keine Normalkomponente besitzt, entspricht auch in diesem Fall die Richtung minimaler Varianz der Normalenrichtung der Grenzschicht. Die Richtungen maximaler Varianz aus MVAB und MVAJ stehen hingegen senkrecht zueinander, da der Strom entsprechend dem Ampèreschen Gesetz senkrecht zum Sprung im Magnetfeld verläuft (vgl. Gl. 3.1). Folglich stehen auch die Richtung der mittleren Varianzen senkrecht zueinander. Im Gegensatz zu den Stromdichtevektoren $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$ und \mathbf{J}_{max} enthält die mittels MVA bestimmte Richtung der maximalen Varianz des Stroms $\mathbf{e}_{\text{I,MVAJ}}$ als Folge der Eigenschaften der MVA ein zufälliges Vorzeichen (Paschmann und Daly 1998). Er kann sowohl parallel als auch antiparallel zur eigentlichen Stromrichtung orientiert sein. Auf die Anwendung der MVAB und MVAJ wird im Kapitel 4.1.1 tiefer eingegangen.

Die mittlere Position des Baryzentrums des Cluster-Tetraeders zwischen Beginn und Ende jeder bestimmten Stromsignatur wird als Ortskoordinate dem jeweiligen Ereignis zugeordnet. Zur Bestimmung des interplanetaren Magnetfeldes \mathbf{IMF} wird im Fall der Bugstoßwelle komponentenweise der 5-Minuten-Mittelwert der Magnetfelddaten berechnet, welche vor der Bugstoßwelle innerhalb des ungestörten Sonnenwindes gemessen wurden. Da nicht zu allen Magnetopausenübergängen Cluster-Magnetfelddaten vor der Bugstoßwelle vorliegen, wurde bei ihnen zur Abschätzung von \mathbf{IMF} abweichend auf zur Bugstoßwellenspitze zeitversetzte 5-Minuten-Mittelwerte von OMNI-Daten zurückgegriffen.

Der polare Orbit von Cluster schneidet die Magnetopause in der Nähe der Cusps. In Abhängigkeit von der jeweiligen Größe und Position der Magnetopause liegen die tatsächlichen Magnetopausenübergänge der untersuchten Ereignisse um die Cusp herumgestreut. Dies ermöglicht eine zusätzliche Klassifikation der Magnetopausendurchgänge. Für die Analyse werden die folgenden Klassen unterschieden: Übergänge relativ niedriger Breiten, welche ähnlich zu Übergängen an der Low-latitude boundary sind (LL), im Bereich der Entry layer (EL), an der Cusp (C) und in höheren Breiten am Plasmamantel (PM). Abbildung 3.12 skizziert die Lage dieser Regionen auf der Magnetopause. Magnetopausendurchgänge, deren Signaturen nicht klar zwischen Cusp- und Entry-layer-Übergängen zu unterscheiden sind, werden einer gesonderten Gruppe (EL/C) zugeordnet. Die Identifikation und Klassifikation ist nicht immer eindeutig anhand von Magnetfelddaten möglich und erfolgt daher hauptsächlich anhand von CIS-Teilchendaten.

Die Abbildungen 3.13 und 3.14 zeigen typische Magnetopausenübergänge niedriger Breiten und im Bereich der Entry layer. Beim Übergang aus der Magnetosphäre in die Magnetosheath ist ein Sprung in der Ionendichte von unter einem Teilchen auf ca. zehn Teilchen pro Kubikzentimeter zu sehen. Die Temperatur der Ionen ist innerhalb der Magnetosphäre um etwas mehr als eine Größenordnung höher als in der Sheath. Die Strömungsgeschwindigkeit beträgt hier ca. 200 bis 300 km/s. Innerhalb der Magnetosphäre ist die Geschwindigkeit auf wenige Kilometer pro Sekunde reduziert. Bei dem Ereignis am 30. April 2004 (Abb. 3.14) sind um 01:50 UT an der Entry layer Ionenjets mit hohen Geschwindigkeiten von bis zu 500 km/s zu erkennen.

In Abbildung 3.15 ist ein Eintritt in den Bereich der Cusp am 25. März 2002 zwischen

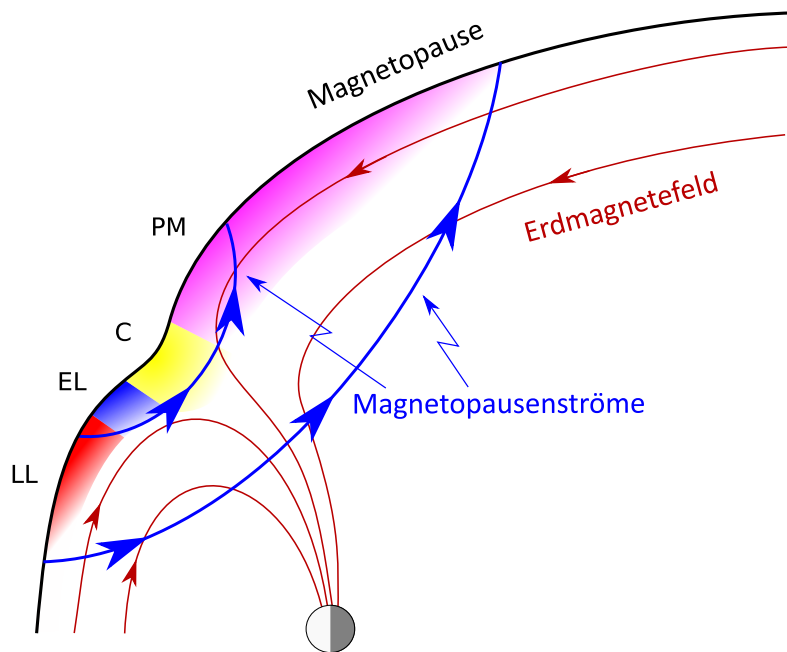


Abbildung 3.12.: Lage der zur Klassifikation der Übergänge verwendeten Regionen entlang der Magnetopause: Übergänge niedriger Breiten (LL, rot), an der Entry Layer (EL, blau), der Cusp (C, gelb) und in höheren Breiten am Plasmamantel (PM, magenta) (nach Liebert et al. 2017).

07:28 und 07:45 UT dargestellt. Die Plasmadichte ändert sich hier vergleichsweise wenig, während die Ionentemperatur isotrop ansteigt. Die Plasmaströmung ist gestört und fluktuiert stark im Bereich der Cusp. Ab 07:45 UT besitzt das Plasma typische Eigenschaften des Plasmamantels mit abnehmender Dichte und einer erneut eintretenden Anisotropie der Temperatur. Ein Magnetopausenübergang aus der Sheath in den Plasmamantel ist in Abbildung 3.16 gezeigt. Im Plasmamantel liegen die Teilchendichten zwischen denen des Sheathplasmas und denen des tiefer gelegenen magnetosphärischen Plasmas, welches ab ca. 09:35 UT zu sehen ist. Die Strömungsgeschwindigkeit innerhalb des Plasmamantels ist niedriger als in der Sheath.

3.2.2. Referenzsysteme

Aufgrund der variablen Größe, Form und Lage von Magnetopause und Bugstoßwelle führt eine Darstellung der Positionen der Bugstoßwellen- und Magnetopausenübergängen in GSE- (Geocentric solar ecliptic), GSM- (Geocentric solar magnetospheric) oder ähnlichen Koordinatensystemen zu einer weiten räumlichen Streuung. Während die Ausrichtung der Magnetopausenströme primär durch das Erdmagnetfeld vorgegeben wird, ist die Richtung der Bugstoßwellenströme eine Folge der Orientierung des IMF. Für die Auswertung der Curlometerergebnisse werden zwei unterschiedliche Referenzsysteme eingeführt, welche die variablen Orientierungen und Skalierungen berücksichtigen.

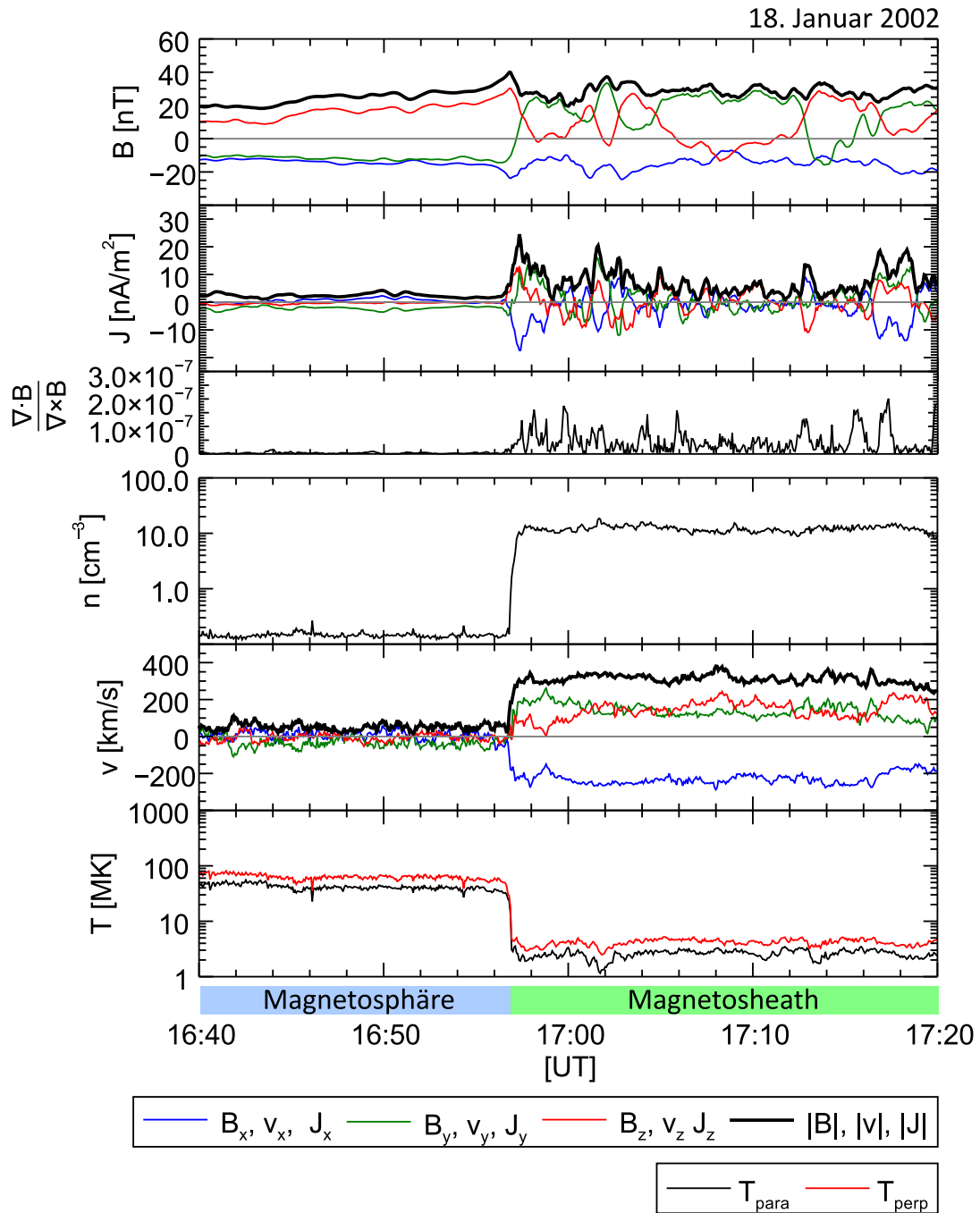


Abbildung 3.13.: Beispiel eines Magnetopausenübergangs in niedrigen Breiten (LL) am 18. Januar 2002. Darstellung wie in Abb. 3.9.

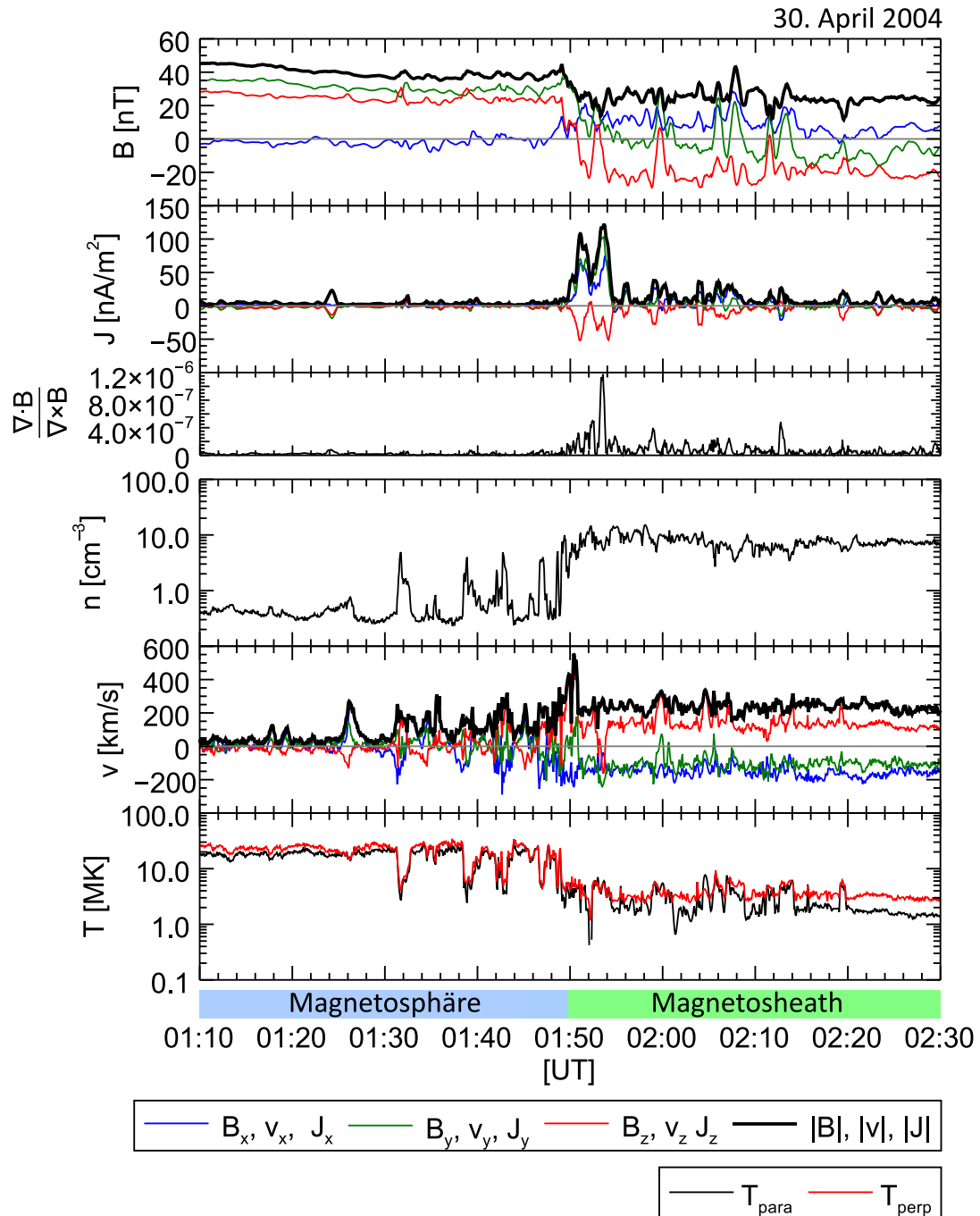


Abbildung 3.14.: Beispiel eines Magnetopausenübergangs im Bereich der Entry layer (EL) am 30. April 2004. Darstellung wie in Abb. 3.9.

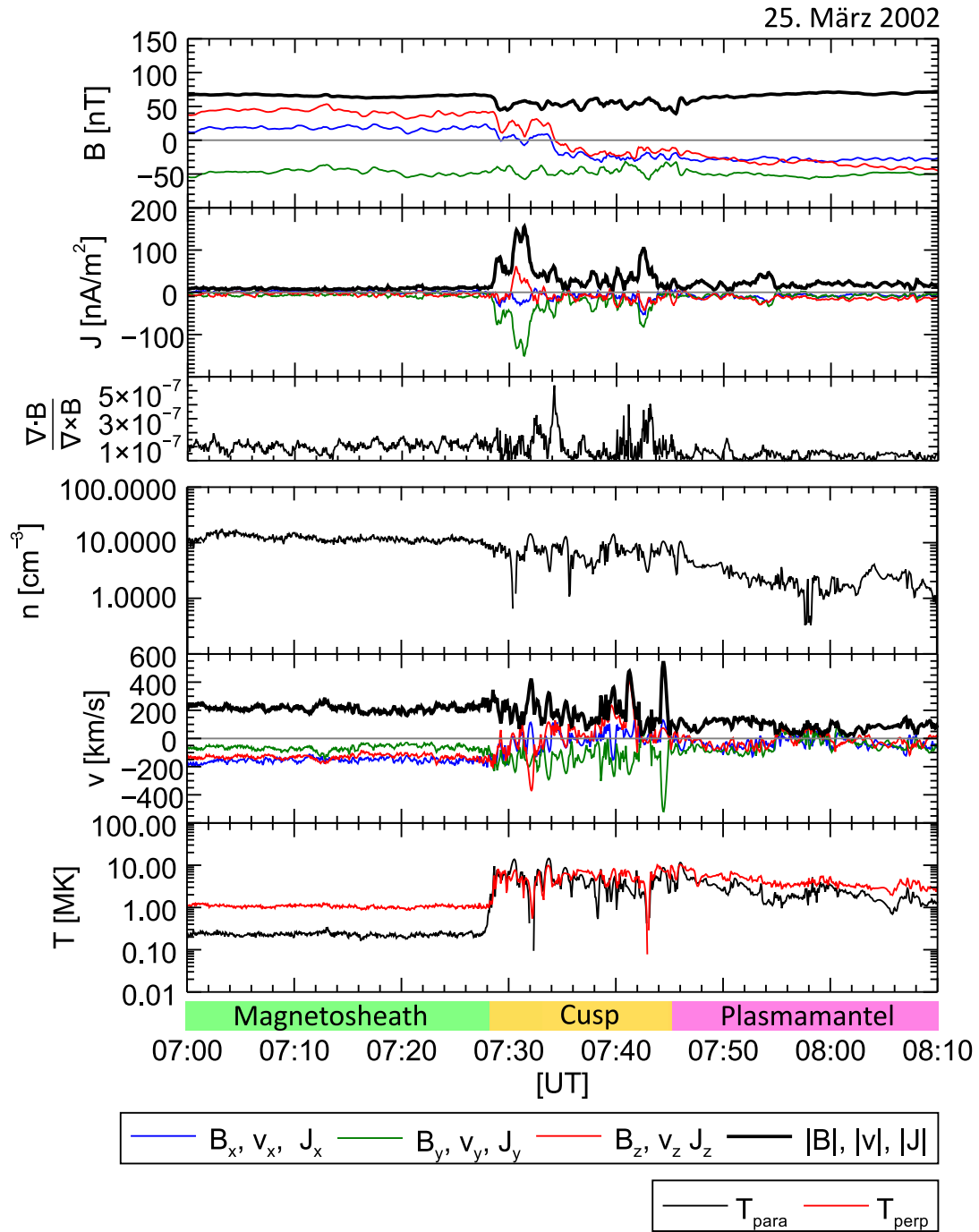


Abbildung 3.15.: Beispiel eines Durchgangs durch die Cusp am 25. März 2002. Darstellung wie in Abb. 3.9.

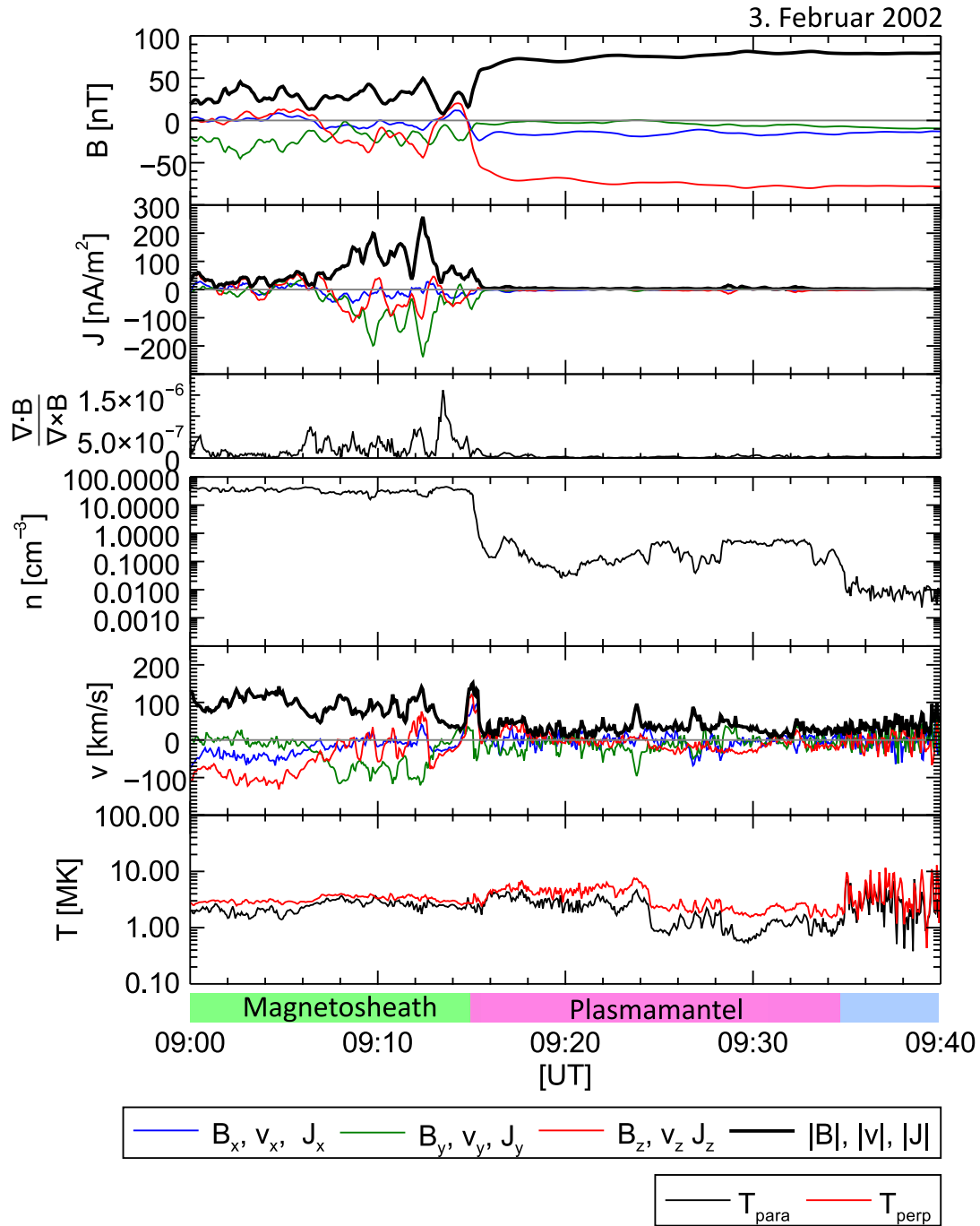


Abbildung 3.16.: Beispiel eines Magnetopausenübergangs am Plasmamantel am 3. Februar 2002. Darstellung wie in Abb. 3.9.

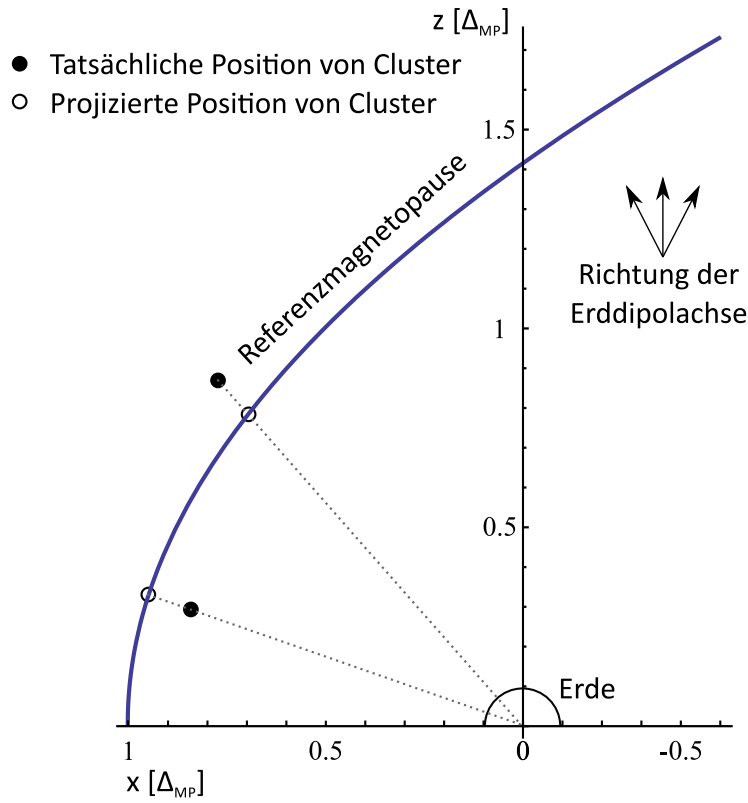


Abbildung 3.17.: Beispielprojektionen der Cluster-Position auf die Referenzmagnetopause in einem GSM-Koordinatensystem. Das Dipolmoment der Erde liegt innerhalb der x - z -Ebene und die z -Achse ist in Richtung Norden orientiert. Die Vektoren rechts oben stellen beispielhaft mögliche Orientierungen der Dipolachse innerhalb des Referenzsystems dar (nach Liebert et al. 2017).

3.2.2.1. Die Referenzmagnetopause

Standardmäßig werden die FGM- und CIS-Daten in GSE-Koordinaten bereitgestellt. Um die Verkippung der Dipolachse des Erdmagnetfeldes zur berücksichtigen, bietet sich bei der Behandlung der Magnetopausenströme eine Transformation in das GSM-System an. Das GSE-System wird durch eine Drehung um die zur Sonne zeigende x -Achse in das GSM-System überführt, sodass die Dipolachse innerhalb der x - z -Ebene liegt.

Für eine räumlichen Skalierung wird eine tagseitige Referenzmagnetopause eingeführt. Sie wird durch eine parabolische Näherung mit der Parametrisierung

$$0 = x + \sum_{t=y,z} c_{MP,t} t^2 - \Delta_{MP} \quad (3.13)$$

beschrieben (Nabert et al. 2013, vgl. Abb. 3.17). Hierbei bezeichnet Δ_{MP} den subsolaren Magnetopausenabstand. Die geometrischen Parameter $c_{MP,t}$ repräsentieren die Krümmung der Referenzmagnetopause in die Richtungen $t = y$ und $t = z$. Durch Lösen der MHD-Gleichungen in einer Näherung nullter Ordnung bestimmen Nabert et al. (2013) diese Parameter zu

$$c_{MP,y} = 0,4 \frac{1}{\Delta_{MP}} \quad , \quad c_{MP,z} = 0,5 \frac{1}{\Delta_{MP}} \quad . \quad (3.14)$$

Der Ortsvektor jedes Stromereignisses wird durch radiale Projektion entlang der Linie Erde-Satellit auf die Referenzmagnetopause abgebildet, wie es in Abbildung 3.17 skizziert ist. Diese Projektion ist treu im Bezug auf die Normalenrichtung. Die Normalenvektoren der skalierbaren Modellmagnetopause im Punkt des Ortsvektors vor und nach der Projektion sind identisch (s. Anhang A.1).

3.2.2.2. Die Referenzbugstoßwelle

Zur Behandlung der Bugstoßwellenströme wird ein Koordinatensystem gewählt, welches sich an der Orientierung des interplanetaren Magnetfeldes ausrichtet. Zunächst wird die y - z -Richtung des IMF im GSE-System bestimmt. Anschließend wird das GSE-System um die x -Achse rotiert, sodass die zur x -Achse senkrechte Komponente des IMF im neuen Koordinatensystem parallel zur z -Achse ausgerichtet ist bzw. die y -Komponente des IMF verschwindet. Diese Transformation ist analog zur Transformation in das GSM-System, besitzt jedoch einen anderen, vom Erdmagnetfeld unabhängigen Drehwinkel.

Für die Referenzbugstoßwelle wird erneut die parabolische Näherung herangezogen. Die von Nabert et al. (2013) hergeleiteten geometrischen Parameter lauten im GSM-System analog zu Gleichung 3.14

$$c_{BS,y} = 0,4 \frac{1}{\Delta_{BS}} \quad , \quad c_{BS,z} = 0,5 \frac{1}{\Delta_{BS}} \quad , \quad (3.15)$$

wobei Δ_{BS} der subsolare Bugstoßwellenabstand ist. Die Asymmetrie der Bugstoßwelle in dieser Lösung, welche sich in den unterschiedlichen Parametern $c_{BS,t}$ widerspiegelt, hat ihren Ursprung in der asymmetrischen Form des Erdmagnetfeldes. Da die in dieser Arbeit gewählte Darstellung der Referenzbugstoßwelle unabhängig von der Orientierung des Erdmagnetfeldes ist, wird eine um die x -Achse rotationssymmetrische Parametrisierung mit einem Mittelwert beider geometrischer Parameter verwendet:

$$0 = x + \sum_{t=y,z} 0,45 \frac{1}{\Delta_{BS}} t^2 - \Delta_{BS} \quad . \quad (3.16)$$

Die Projektion der Ortsvektoren auf die Referenzbugstoßwelle erfolgt analog zur Projektion an der Magnetopause (vgl. Abb. 3.18).

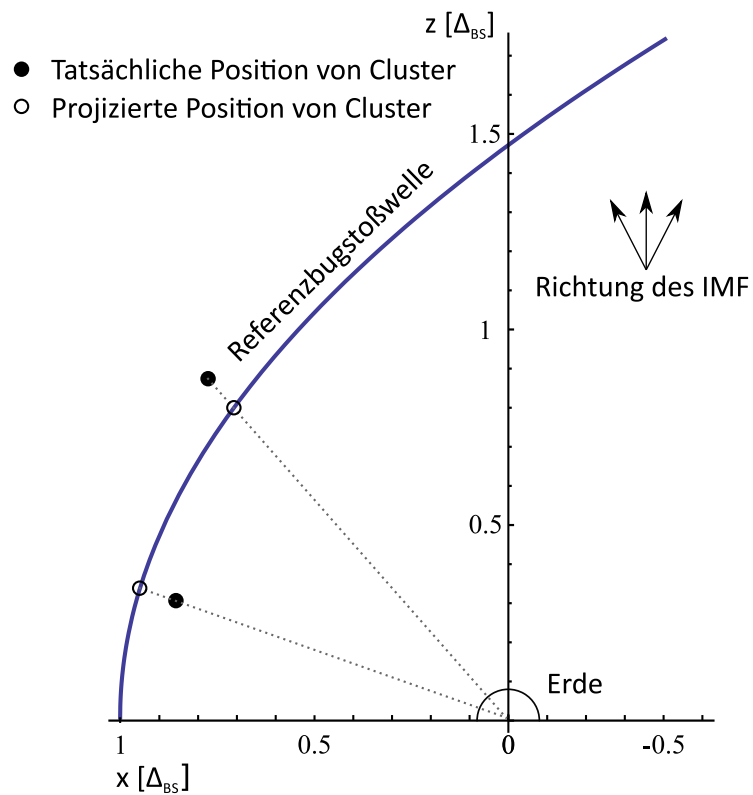


Abbildung 3.18.: Beispielprojektionen der Cluster-Position auf die Referenzbugstoßwelle. Das IMF liegt innerhalb der x - z -Ebene und die z -Achse zeigt in Richtung der positiven IMF_z -Komponente. Die IMF_y -Komponente verschwindet in diesem Koordinatensystem. Die Vektoren rechts oben stellen beispielhaft mögliche Orientierungen des IMF innerhalb des Referenzsystems dar (nach Liebert et al. 2018).

4 Statistische Analyse der Stromsysteme

4.1. Ströme der Bugstoßwelle

Abbildung 4.1 zeigt die Position aller 369 untersuchten Bugstoßwellenströme nach der Projektion auf die Referenzbugstoßwelle in GSE-Koordinaten. Aufgrund der Lage des Cluster-Orbits sind Durchgänge nahe der Bugstoßwellenspitze relativ selten. Der überwiegende Teil der Bugstoßwellendurchgänge liegt zwischen 30° und 75° von der x -Achse entfernt (s. Abb. 4.2). Unter der Annahme einer parabolischen Bugstoßwelle, wie sie für die Referenzbugstoßwelle in Kapitel 3.2.2.2 angenommen wird, lässt sich für jedes Ereignis der subsolare Bugstoßwellenabstand vom Erdmittelpunkt abschätzen. Er beträgt im Mittel knapp $14,5 R_E$.

4.1.1. Quasi-senkrechte und quasi-parallele Bugstoßwellen

Um die betrachteten Bugstoßwellenströme in quasi-senkrechte und quasi-parallele Ereignisse zu unterteilen (vgl. Abb. 2.17), wird der Winkel Φ zwischen der Richtung des IMF vor der Bugstoßwelle und dem Normalenvektor der Bugstoßwelle berechnet. Zur Bestimmung des Normalenvektors \mathbf{n} stehen verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung. Eine globale und situationsunabhängige Normalenrichtung erhält man beispielsweise durch die in Kapitel 3.2.2.2 eingeführten Modellbugstoßwelle. Sie ergibt sich direkt aus der Parametrisierung der Referenzbugstoßwelle (s. Gl. A.11). Zur Bestimmung einer momentanen, situationsabhängigen Orientierung der Stoßfront kann die Minimum-Varianz-Analyse genutzt werden (s. Kap. 3.2.1). Im Idealfall entsprechen sowohl die Richtung minimaler Varianz von MVAB als auch von MVAJ der lokalen Normalenrichtung der Bugstoßwelle am Ort des Durchganges. Zu beachten ist dabei jedoch, dass die Ausgangsdaten von MVAJ durch die Anwendung des Curlometers bereits modifiziert sind. So beinhalten sie beispielsweise eine räumliche und zeitliche Glättung und werden von den in Kapitel 3.1.1 behandelten Fehlerquellen für das Curlometer beeinflusst.

Anhand eines Beispielerignisses an der Magnetopause zeigten Haaland et al. (2004), dass die Normalen der beiden Minimum-Varianz-Analysen um bis zu ca. 11° voneinander abweichen. Abbildung 4.3 zeigt die Winkel zwischen den mittels MVAB und MVAJ bestimmten Richtungen der in dieser Arbeit betrachteten Ereignisse an der Bugstoßwelle. Die Richtungen maximaler (\mathbf{e}_1 , Abb. 4.3a) und mittlerer Varianz (\mathbf{e}_2 , Abb. 4.3b) besitzen, den Erwartungen entsprechend, ihr Maximum bei 90° . Die Verteilung des Winkels zwischen den Richtungen der minimalen Varianz (\mathbf{n} , Abb. 4.3c) besitzt nur ein sehr flaches

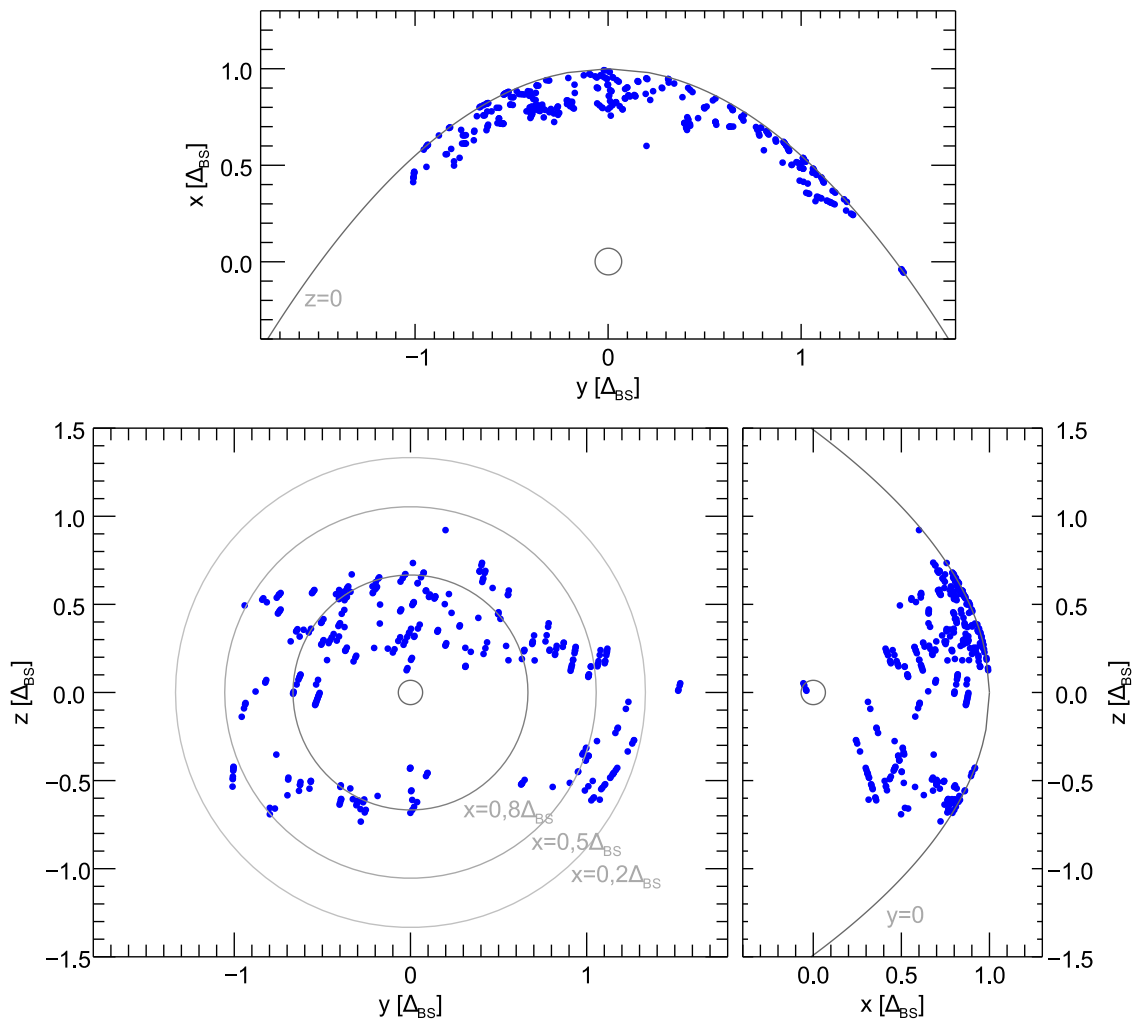


Abbildung 4.1.: Lage aller untersuchten Bugstoßwellendurchgänge projiziert auf die Referenzbugstoßwelle in GSE-Koordinaten. Isolinien der Bugstoßwelle bei $x = 0,2; 0,5; 0,8 \Delta_{BS}$, $y = 0$ und $z = 0$ sowie die Kontur der Erde sind grau dargestellt.

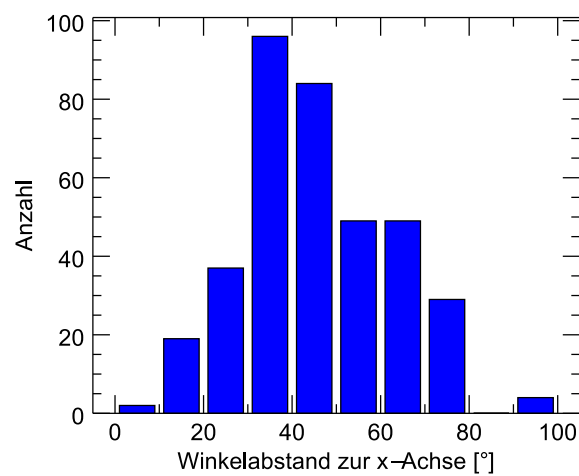


Abbildung 4.2.: Winkelabstand der Bugstoßwellendurchgänge zur x-Achse.

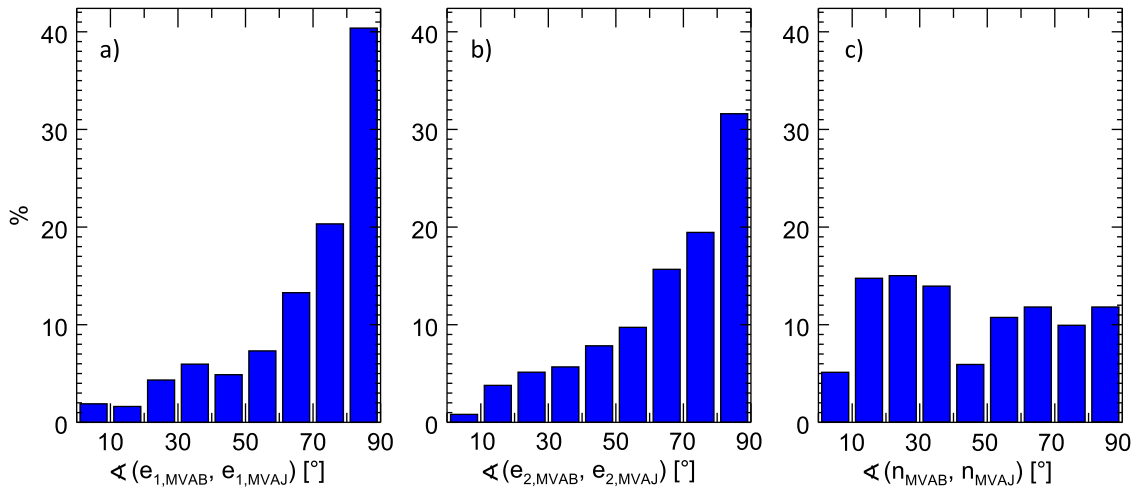


Abbildung 4.3.: Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen den mittels MVAB und MVAJ berechneten Richtungen maximaler Varianz (\mathbf{e}_1 , links), mittlerer Varianz (\mathbf{e}_2 , mitte) und minimaler Varianz (\mathbf{n} , rechts).

Maximum im Bereich von 10° bis 25° . Es zeigt sich hier, dass die mittels MVAB und MVAJ bestimmten Normalenvektoren entgegen der Erwartung basierend auf der Einzel-fallbetrachtung von Haaland et al. (2004) häufig voneinander abweichen.

Die Winkel zwischen den Normalenrichtungen der Minimum-Varianz-Analysen und der Normale der Referenzbugstoßwelle \mathbf{n}_{RBS} am Ort des Cluster-Baryzentriums in Abbildung 4.4 geben Aufschluss darüber, inwieweit die Modellbugstoßwelle die lokale Orientierung der Stoßwelle der untersuchten Ereignisse beschreibt. Vergleicht man \mathbf{n}_{MVAB} mit \mathbf{n}_{RBS} (Abb. 4.4a), zeigt sich eine deutliche Häufung bei Winkeln zwischen 0° und 30° . In vielen Fällen repräsentiert die Orientierung der Referenzbugstoßwelle die aus den Magnetfelddaten abgeleitete Bugstoßwelle relativ gut. Die Winkeldifferenzen zwischen \mathbf{n}_{RBS} und \mathbf{n}_{MVAJ} (Abb. 4.4b) sind dagegen häufig größer.

Die vorangegangenen Ergebnisse lassen vermuten, dass die MVAB die Orientierung der Bugstoßwelle im Allgemeinen besser bestimmt als die MVAJ. Der Grund hierfür liegt vermutlich in den im Curlometer enthaltenen Rechenschritten sowie am Einfluss von den mit dem Curlometer verbundenen Fehlerquellen, wie beispielsweise eine Verletzung der in der Methode enthaltenen Annahmen.

Die Variationen bei der Bestimmung des Normalenvektors wirken sich auf die Berechnung des Winkels Φ zwischen dem IMF und der Stoßwellennormale und damit auf die Einteilung der Ereignisse in quasi-senkrechte und quasi-parallele Bugstoßwellen aus. Abbildung 4.5 zeigt die Häufigkeitsverteilung von Φ bei einer Intervallgröße von 10° . Die Verteilungen von Φ_{RBS} und Φ_{MVAB} ähneln sich, während die von Φ_{MVAJ} einen deutlich abweichenden Verlauf zeigt.

Um enthaltene Unsicherheiten bei der Bestimmung von \mathbf{n} bzw. Φ besser berücksichtigen zu können, werden in dieser Arbeit die Winkelbereiche für quasi-parallele und quasi-senkrechte Bugstoßwellen kleiner als üblich gewählt und in dem Übergangsbereich bei 45° eine zusätzliche Kategorie eingeführt. Die Unterteilung erfolgt in quasi-parallele Stoßwellen mit $0^\circ < \Phi < 35^\circ$, quasi-senkrechte Stoßwellen mit $55^\circ < \Phi < 90^\circ$ und in Stoßwellen mit $35^\circ < \Phi < 55^\circ$, welche im weiteren Verlauf dieser Arbeit als *schräge*

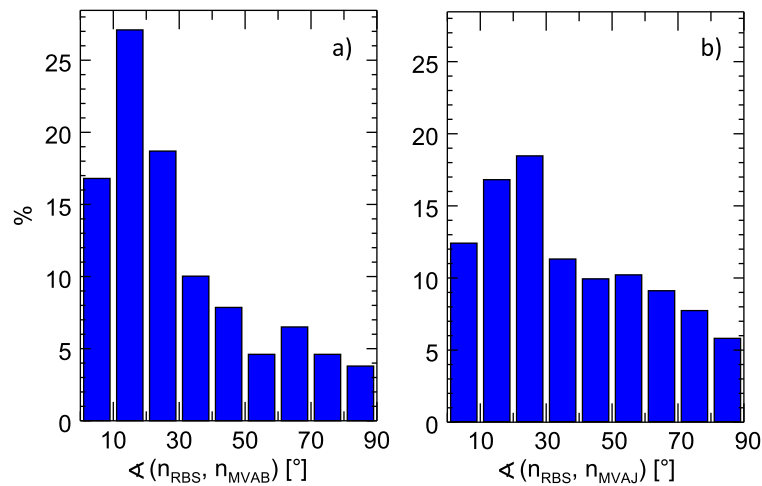


Abbildung 4.4.: Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen der Normalenrichtung der Referenzbugstoßwelle und den mittels MVAB (links) und MVAJ (rechts) berechneten Normalenrichtungen.

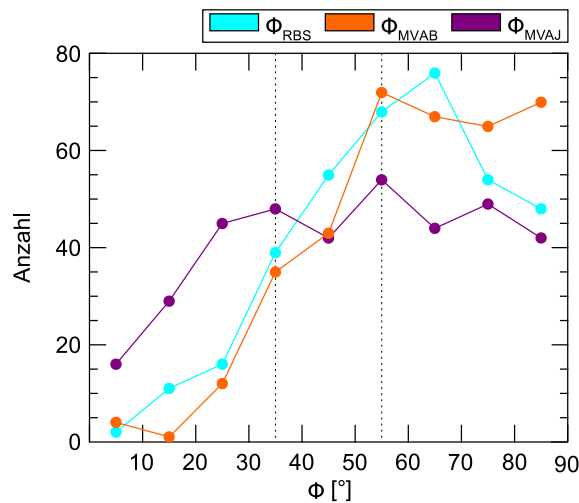


Abbildung 4.5.: Häufigkeitsverteilung des Winkels Φ zwischen IMF und den Normalenrichtungen n_{RBS} , n_{MVAB} und n_{MVAJ} je 10° -Intervall.

Stoßwellen bezeichnet werden.

Tabelle 4.1 gibt die Aufteilung der untersuchten Ereignisse in Abhängigkeit der gewählten Referenznormale wider. Die Unterteilungen bei der Kategorisierung nach n_{RBS} und n_{MVAB} ergeben jeweils Verhältnisse von ca. 10 % (quasi-parallel) zu 30 % (schräg) zu 60 % (quasi-senkrecht). Auffällig ist jedoch eine deutlich größere Zahl an quasi-parallelen Ereignissen (30 %), wenn die Einteilung nach der MVAJ-Normale durchgeführt wird.

Dass die aus MVAJ abgeleitete Normale oft nicht mit jenen der MVAB und der Referenzbugstoßwelle übereinstimmt, war bereits aus den Abbildungen 4.3c und 4.4b ersichtlich geworden. Unerwartet ist, dass sie im Vergleich zu den beiden anderen deutlich öfter eine tendenziell parallele Ausrichtung zum IMF besitzt. Die Frage, ob dieser Beobachtung ein realer Effekt zugrunde liegt, oder sie nur eine Annäherung an eine Gleichverteilung der drei Kategorien ist, wie sie zu erwarten wäre, wenn die MVAJ an dieser Stelle ein

Tabelle 4.1.: Anzahl der Ereignisse an der Bugstoßwelle nach der Einteilung in quasi-senkrechte, schräge und quasi-parallele Stoßwellen im Bezug auf die unterschiedlich bestimmten Normalenrichtungen. Φ ist der Winkel zwischen IMF und Bugstoßwellennormale \mathbf{n} .

Normalenvektor	\mathbf{n}_{RBS}	\mathbf{n}_{MVAB}	\mathbf{n}_{MVAJ}
quasi-parallel: $0^\circ < \Phi < 35^\circ$	44 (12 %)	30 (8 %)	111 (30 %)
schräg: $35^\circ < \Phi < 55^\circ$	113 (31 %)	104 (28 %)	96 (26 %)
quasi-senkrecht: $55^\circ < \Phi < 90^\circ$	212 (57 %)	235 (64 %)	192 (44 %)

ungeeignetes Mittel ist, bietet Raum für weiterführende Untersuchungen.

Basierend auf diesen Ergebnissen werden im Folgenden ausschließlich die Normalenvektoren \mathbf{n}_{RBS} und \mathbf{n}_{MVAB} zur Repräsentation der Bugstoßwellenorientierung sowie zur Einteilung in quasi-parallele, schräge und quasi-senkrechte Stoßwellen herangezogen.

4.1.2. Stromrichtung relativ zur Stoßwelle

Abbildung 4.6 vergleicht zunächst die drei Stromrichtungen $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$, \mathbf{J}_{max} und die Richtung der maximalen Varianz $\mathbf{e}_{1,\text{MVAJ}}$ miteinander. Die Farbkodierung der Histogramme repräsentiert die enthaltenen Anteile von quasi-parallelen (rot), schrägen (blau) und quasi-senkrechten Stoßwellen (grün) im Bezug auf die Normale der Referenzbugstoßwelle (vgl. erste Spalte der Tabelle 4.1). Die Farbkodierung bei Einteilung bezogen auf die MVAB-Normalenrichtung unterscheidet sich nur geringfügig und ohne nennenswerte qualitative Unterschiede, weshalb im Sinn der Übersichtlichkeit auf die zusätzliche Abbildung an dieser Stelle verzichtet wird. Die entsprechende Grafik ist im Anhang in Abbildung A.2 dargestellt.

Die Winkeldifferenzen zwischen den Stromrichtungen sind zwischen $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$ und \mathbf{J}_{max} (Abb. 4.6a) am kleinsten. In 91 % der Fällen ist sie kleiner als 30° und in 59 % kleiner als 10° . Eine leicht flachere und breitere Verteilung ergibt sich für die Differenz zwischen \mathbf{J}_{max} und der Richtung maximaler Varianz (Abb. 4.6c) mit Anteilen von 88 % ($< 30^\circ$) und 55 % ($< 10^\circ$). Vergleichsweise häufig treten größere Abweichungen beim Vergleich zwischen $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$ und der Richtung maximaler Varianz (Abb. 4.6b) auf. Nur noch 77 % der Ereignisse besitzen eine Winkelabweichung kleiner als 30° und 38 % kleiner als 10° . Bei größeren Winkelabweichungen sind im Verhältnis etwas weniger quasi-senkrechte Ereignisse vertreten.

Der Vergleich der Stromrichtungen mit der Normale der Bugstoßwelle erlaubt eine Einschätzung, inwieweit die Ströme innerhalb der Stoßwellengrenzschicht fließen oder von dieser abweichen. Abbildung 4.7 fasst eine Reihe ähnlicher Histogramme zusammen. In der linken Darstellung ist der Winkel zwischen Stromrichtung und Normale der Referenzbugstoßwelle dargestellt, welche eine mittlere Bugstoßwellenorientierung repräsentiert. Auf der rechten Seite wird stattdessen der vom jeweiligen Ereignis abhängige MVAB-Normalenvektor zur Winkelberechnung genutzt. Die Verteilung ist in diesem Fall deutlich breiter. Dies spiegelt zu Teilen auch das in Kapitel 4.1.1 vorgestellte Ergebnis wider, dass die aus den Minimum-Varianz-Analysen des Magnetfeldes und des Stroms abgeleiteten Richtungen häufig deutliche Winkelabweichungen von den erwarteten Werten (0° bzw. 90°) aufweisen (s. Abbildung 4.3). Während beim Bezug auf die Referenzbugstoßwelle gut 80 % der beobachteten Ströme einen Winkel zur Normale von über 70°

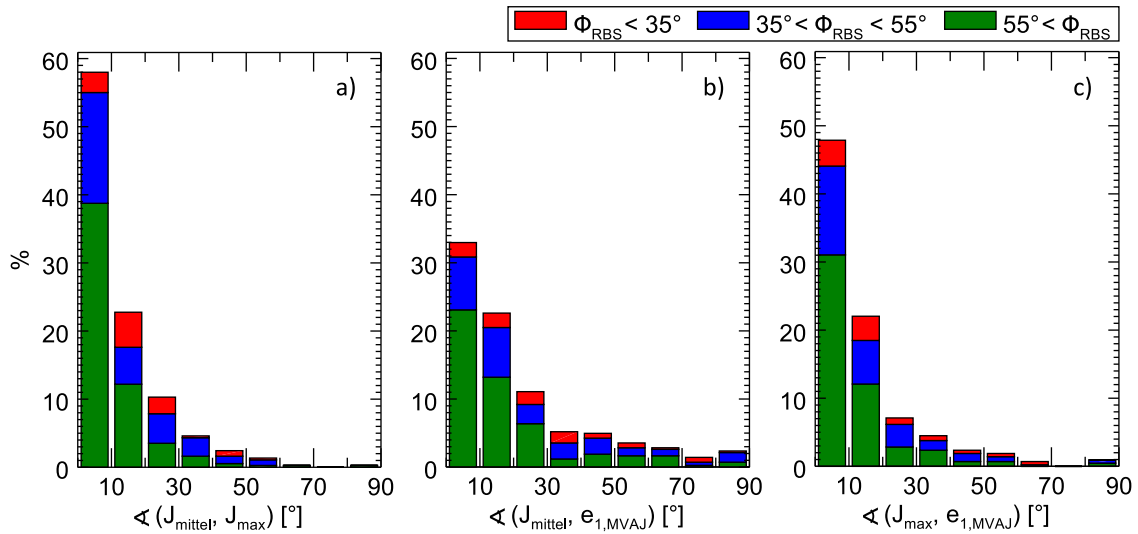


Abbildung 4.6.: Winkeldifferenzen zwischen mittlerem Strom J_{mittel} , maximalem Strom J_{max} und Richtung maximaler Varianz $e_{1,MVAJ}$. Die Farbkodierung gibt die Einteilung in quasi-parallele (rot), schräge (blau) und quasi-senkrechte (grün) Stoßwellen im Bezug auf die Normalenrichtung der Referenzbugstoßwelle an.

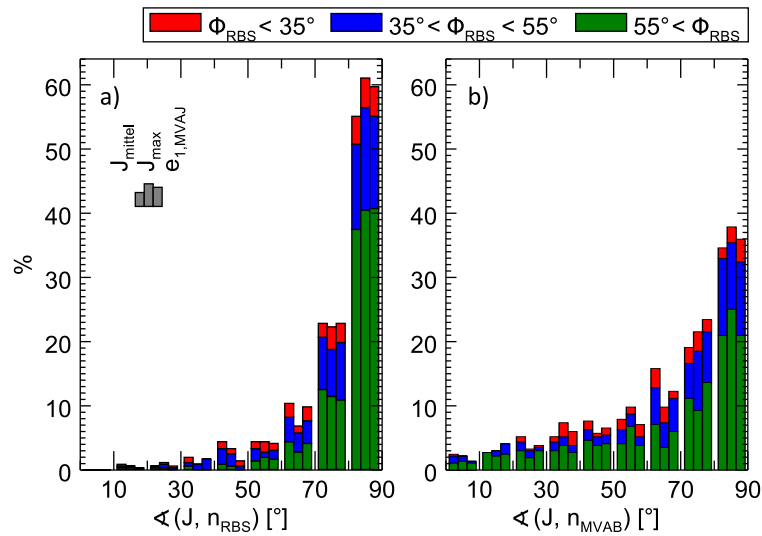


Abbildung 4.7.: Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen den Stromrichtungen J_{mittel} (linke Balken je 10° -Intervall), J_{max} (mittlere Balken) und $e_{1,MVAJ}$ (rechte Balken) und den Normalenrichtungen n_{RBS} (linke Grafik) und n_{MVAJ} (rechte Grafik). Die Farbkodierung gibt die Einteilung in quasi-parallele (rot), schräge (blau) und quasi-senkrechte Stoßwellen (grün) im Bezug auf die Normale der Referenzbugstoßwelle an.

einnehmen, besitzen sie im Bezug auf die aus den Magnetfelddaten abgeleitete Normale nur zu ca. 55 % einen Winkel von über 70° .

Je 10° -Intervall sind drei Balken dargestellt. Sie repräsentieren die Unterscheidung der Stromrichtung nach J_{mittel} (linker Balken), J_{max} (mittlerer Balken) und der Richtung der maximalen Varianz $e_{1,MVAJ}$ (rechter Balken). Es lässt sich erkennen, dass die Richtung des

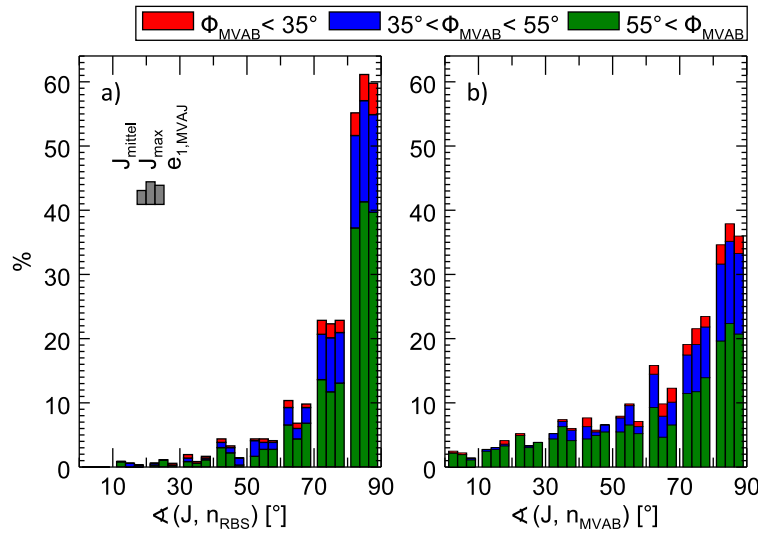


Abbildung 4.8.: Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen den Stromrichtungen und den Normalenrichtungen wie Abbildung 4.7, jedoch mit abweichender Farbkodierung entsprechend der Einteilung in quasi-parallele, schräge und quasi-senkrechte Stoßwellen im Bezug auf \mathbf{n}_{MVAB} .

maximalen Stroms eine etwas schärfere Spitze bei über 80° im Vergleich zu den beiden anderen hat. Die Abweichungen sind jedoch in vergleichbarer Größe wie die ansonsten unregelmäßigen Häufigkeitsschwankungen innerhalb der einzelnen Intervalle. Sowohl im Bezug auf \mathbf{n}_{RBS} (Abb. 4.7a) als auch auf \mathbf{n}_{MVAB} (Abb. 4.7b) lässt sich kein signifikanter qualitativer Unterschied zwischen den drei betrachteten Stromrichtungen erkennen.

Die Farbkodierung unterteilt die Ereignisse erneut nach $\Phi = \Phi_{RBS}$ im Bezug auf die Referenzbugstoßwelle. Dabei erweisen sich die relativen Anteile in Abhängigkeit des Winkels als nicht konstant. Die Histogrammbalken beider Darstellungen sind bei großen Winkeln nahe 90° überwiegend blau und grün gefärbt. Die hier eingeordneten Ereignisse sind demnach meist den Kategorien der quasi-senkrechten und schrägen Stoßwellen und selten den quasi-parallelen zugeordnet. Bei kleineren Winkeln zwischen den Stromrichtungen und \mathbf{n}_{RBS} (linke Verteilung) schrumpft der Anteil der quasi-senkrechten (grünen) Ereignisse. Entgegengesetzt verhält es sich bei den kleinen Winkeln zwischen den Stromrichtungen und \mathbf{n}_{MVAB} (rechte Verteilung), bei der der Anteil der quasi-senkrechten Ereignisse der dominierende bleibt.

Abbildung 4.8 stellt dieselben Histogramme wie Abbildung 4.7 dar, beinhaltet jedoch eine abweichende Farbkodierung. Die Einteilung in quasi-parallele, schräge und quasi-senkrechte Stoßwellen richtet sich hier nach der ereignisabhängigen MVAB-Normale ($\Phi = \Phi_{MVAB}$). Tabelle 4.1 stellt dar, dass die relative Häufigkeit der Ereignisse in den drei Kategorien ähnlich zu der Einteilung nach Φ_{RBS} ausfällt, was die Vermutung zulässt, dass die dahinterliegenden Variationen näherungsweise normalverteilt sein könnten. Der Vergleich der Abbildungen 4.7 und 4.8 zeigt jedoch, entgegen dieser Vermutung, eine leichte Abhängigkeit von der Wahl der Bezugsnormale bei der Einteilung. Bei Winkeln unter 70° ist der Anteil quasi-senkrechte Stoßwellen (grün) angewachsen und der Anteil schräger und quasi-paralleler Stoßwellen ist zurück gegangen. Zwischen 80° und 90° ist eine entgegengesetzte Veränderung zu sehen. Die Verteilung der quasi-senkrechten Stoß-

welle für sich genommen ist bei Einteilung nach Φ_{MVAB} also flacher und die Verteilungen der schrägen und quasi-parallel Stoßwelle schärfer als bei der Einteilung nach Φ_{RBS} .

4.1.3. Die Richtung der Bugstoßwellenströme relativ zum IMF

Gemäß dem Ampèreschen Gesetz ist zu erwarten, dass der Stromfluss senkrecht zum Magnetfeld steht und in seiner Orientierung dem Kreuzprodukt

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (4.1)$$

entspricht (*Rechte-Hand-Regel*). Der Gradient zeigt die Richtung der Zunahme des Magnetfeldes an und ist an der Bugstoßwelle zur Erde gerichtet. Unter der Näherung einer ebenen Stoßwellenfront erfährt nur die Tangentialkomponente des Magnetfeldes eine Änderung. Die Normalkomponente ändert sich nicht und ihr Betrag steht nicht in Beziehung zum Betrag des Stroms.

Die Verteilung des Winkels zwischen IMF und den untersuchten Bugstoßwellenströmen ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Sie zeigt die erwartete Spitze bei 90° , wobei ca. 62 % der mittleren und maximalen Ströme und 55 % der Richtungen maximaler Varianz einen Winkel von über 70° zum IMF besitzen. In Abhängigkeit von der Kategorisierung nach Φ_{RBS} (Abb. 4.9a) und Φ_{MVAB} (Abb. 4.9b) zeigen sich leicht verschoben relative Häufigkeiten bei Winkeln kleiner 60° . Die Verteilung der Anteile von quasi-parallelen, schrägen und quasi-senkrechten, jeweils für sich betrachtet, werden durch die zwei unterschiedlichen Kategorisierungen ähnlich wie im vorangegangenen Abschnitt beeinflusst. Der Anteil quasi-senkrechter Bugstoßwellen wächst hier im Bereich der Winkel unter 60° an, während die Anteile der quasi-parallelen und schrägen Stoßwellen abnehmen.

Eine nach Gleichung 4.1 äquivalente Beurteilung der Orientierung der Ströme ermöglicht die Bestimmung der Winkel zwischen \mathbf{J} und der Richtung der Tangentialkomponente

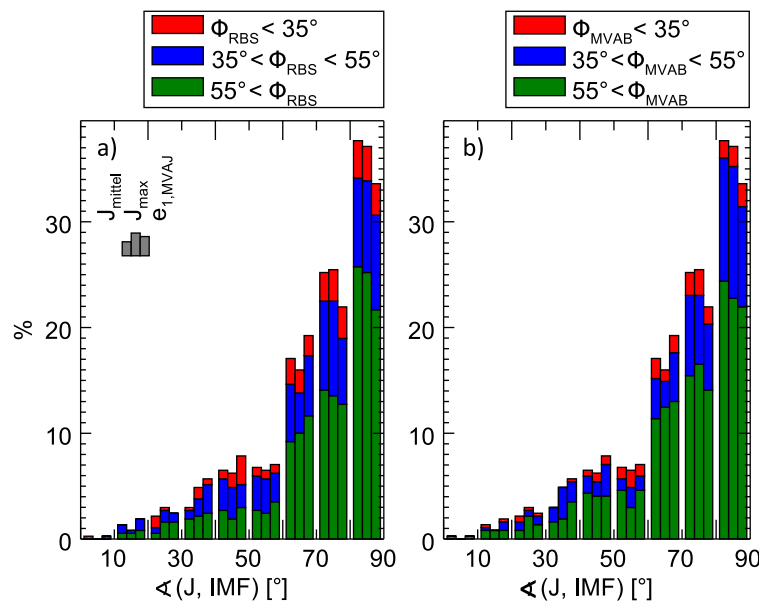


Abbildung 4.9.: Häufigkeitsverteilung des Winkels zwischen Stromdichtevektor und IMF. Die Farbkodierung stellt die Einteilung der Stoßwellen im Bezug auf \mathbf{n}_{RBS} (links) und \mathbf{n}_{MVAB} (rechts) dar.

des IMF (IMF_{\parallel}), basierend auf der Bestimmung der Normalenrichtungen \mathbf{n}_{RBS} (Abb. 4.10, oben) und \mathbf{n}_{MVAB} (Abb. 4.10, unten). Im Vergleich zu Abbildung 4.9 zeigt sich hier eine etwas flachere und breitere Verteilung. Den erwarteten Winkel von 90° nehmen die Ströme demnach häufiger im Bezug auf das IMF als auf dessen Tangentialkomponente ein. Ursächlich hierfür ist zum einen der Einfluss von Fehlern durch die Bestimmung der Normalenrichtung. Zum anderen spiegelt die vergleichsweise flachere Verteilung wider, dass die reale Bugstoßwelle von der Näherung einer planaren Grenzfläche, in der die Normalkomponente des Magnetfeldes keinen Einfluss hat, abweicht.

Bei weiterer Betrachtung der Verteilungen aus Abbildung 4.10 zeigt sich, dass die Ergebnisse der quasi-senkrechten Stoßwellen mit denen aus Abbildung 4.9 qualitativ gut

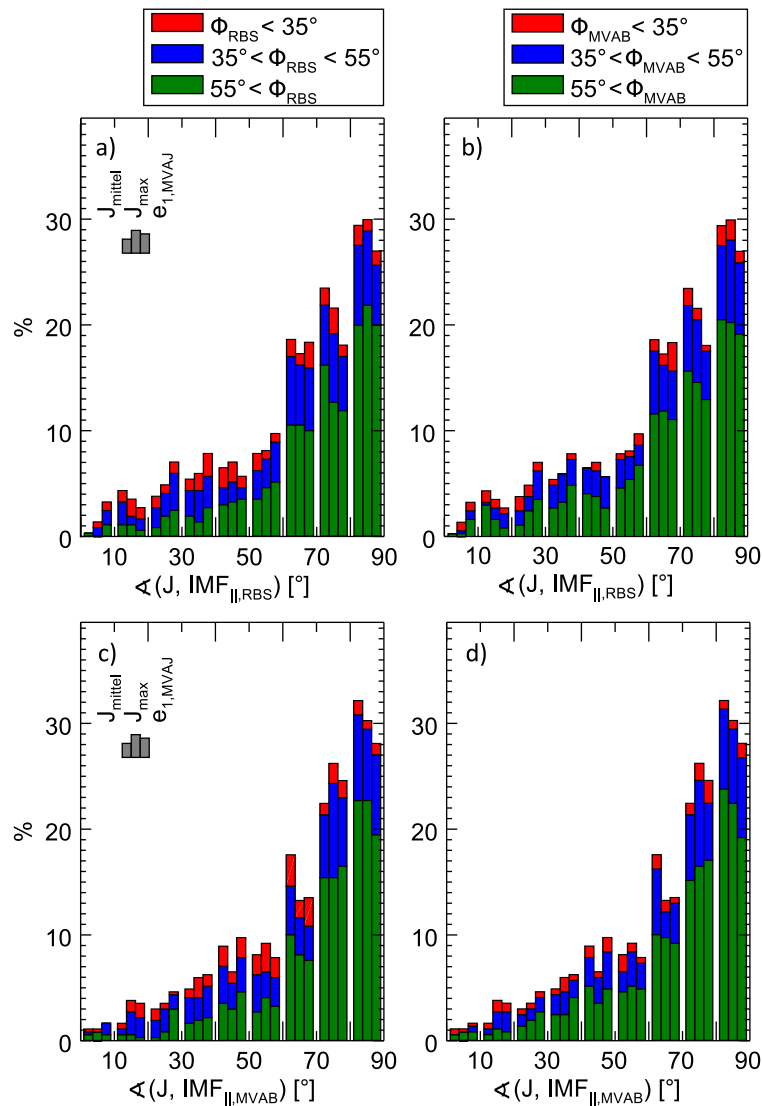


Abbildung 4.10.: Häufigkeitsverteilung des Winkels zwischen Stromdichtevektor und IMF wie Abbildung 4.9, jedoch für den Winkel zwischen Stromdichtevektor und der Tangentialkomponente des IMF, welche mittels \mathbf{n}_{RBS} (oben) und \mathbf{n}_{MVAB} (unten) bestimmt wurde. Die Farbkodierung stellt die Einteilung der Stoßwellen im Bezug auf \mathbf{n}_{RBS} (links) und \mathbf{n}_{MVAB} (rechts) dar.

Tabelle 4.2.: Häufigkeit von $(\mathbf{J} \times \mathbf{IMF}) \cdot \mathbf{n}_{\text{RBS}} < 0$ und $(\mathbf{J} \times \mathbf{IMF}) \cdot \mathbf{n}_{\text{RBS}} > 0$ für $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$ und \mathbf{J}_{max} , unterteilt in quasi-parallele, schräge und quasi-senkrechte Stoßwellen. Die in Klammern angegebenen relativen Häufigkeiten beziehen sich auf die Gesamtzahl der Ereignisse je Kategorie. Die Kategorisierung erfolgt nach Φ_{RBS} und Φ_{MVAB} .

	$(\mathbf{J} \times \mathbf{IMF}) \cdot \mathbf{n}_{\text{RBS}} < 0$		$(\mathbf{J} \times \mathbf{IMF}) \cdot \mathbf{n}_{\text{RBS}} > 0$	
	$\mathbf{J}_{\text{mittel}}$	\mathbf{J}_{max}	$\mathbf{J}_{\text{mittel}}$	\mathbf{J}_{max}
$0^\circ < \Phi_{\text{RBS}} < 35^\circ$	16 (36 %)	15 (34 %)	28 (64 %)	29 (66 %)
$35^\circ < \Phi_{\text{RBS}} < 55^\circ$	18 (16 %)	23 (20 %)	95 (84 %)	90 (80 %)
$55^\circ < \Phi_{\text{RBS}} < 90^\circ$	12 (6 %)	11 (5 %)	200 (94 %)	201 (95 %)
$0^\circ < \Phi_{\text{MVAB}} < 35^\circ$	9 (30 %)	9 (30 %)	21 (70 %)	21 (70 %)
$35^\circ < \Phi_{\text{MVAB}} < 55^\circ$	15 (14 %)	16 (15 %)	89 (86 %)	88 (85 %)
$55^\circ < \Phi_{\text{MVAB}} < 90^\circ$	22 (9 %)	24 (10 %)	213 (91 %)	211 (90 %)

übereinstimmen. Eine Änderung zeigt sich dagegen bei den Anteilen der quasi-parallelen Stoßwellen, sowohl bei Kategorisierung anhand von Φ_{RBS} als auch Φ_{MVAB} . Sie nehmen bei den größeren Winkeln ab und bei Winkeln unter 50° im Bezug auf die Tangentialkomponente IMF_{\parallel} zu. Die Stromrichtung der quasi-parallelen Stoßwellen besitzt im Allgemeinen einen größeren Winkel zum IMF, als zu dessen Tangentialkomponenten. Bei den schrägen Stoßwellen ist, etwas schwächer ausgeprägt, ein vergleichbares Verhalten zu erkennen.

Basierend auf Gleichung 4.1 mit dem an der Bugstoßwelle zur Erde hin gerichteten Gradienten ist zu erwarten, dass das Kreuzprodukt $\mathbf{J} \times \mathbf{IMF}$ von der Erde weg zeigt. Es stellt die Lorentzkraft dar, welche auf die geladenen Teilchen des Plasmas wirkt. Die nach außen gerichtete Kraft ist konsistent mit der Abbremsung der Sonnenwindströmung an der Bugstoßwelle. Multipliziert mit dem nach außen gerichteten Normalenvektor der Referenzbugstoßwelle gilt dann $(\mathbf{J} \times \mathbf{IMF}) \cdot \mathbf{n}_{\text{RBS}} > 0$. Tabelle 4.2 fasst zusammen, wie viele Ereignisse dies in Abhängigkeit von der Kategorie erfüllen bzw. nicht erfüllen. $\mathbf{e}_{1,\text{MVAB}}$ und \mathbf{n}_{MVAB} werden hier nicht betrachtet, da die Orientierung der mittels Minimum-Varianz-Analyse bestimmten Vektoren willkürlich (Paschmann und Daly 1998) und ohne Einzelfallbetrachtung nicht aussagekräftig ist. Die in Klammern angegebenen Prozentangaben beziehen sich auf die Gesamtzahl der Ereignisse je Kategorie (vgl. Tabelle 4.1).

Die Prozentangaben aus Tabelle 4.2 sind zur Veranschaulichung in Abbildung 4.11 grafisch dargestellt. Mit 90 bis 95 % entsprechen Ströme der quasi-senkrechten Stoßwelle sehr deutlich den Erwartungen. An den quasi-parallelen Bugstoßwellen zeigt das Kreuzprodukt dagegen zu etwa einem Drittel der Fälle nicht in dieselbe Richtung, wie der nach außen gerichtete Normalenvektor der Referenzbugstoßwelle.

Die Ergebnisse der schrägen Bugstoßwelle sind erneut zwischen denen der beiden anderen Kategorien angesiedelt.

4.1.4. Globale Betrachtung der Bugstoßwellenströme

Abbildung 4.1 zeigte die Lage aller untersuchten Bugstoßwellendurchgänge von Cluster auf der Referenzbugstoßwelle in GSE-Koordinaten. Zur Darstellung der Richtungen der Bugstoßwellenströme in einem gemeinsamen Koordinatensystem wird im Folgenden das in Kapitel 3.2.2.2 vorgestellte Referenzsystem verwendet. In dem um die GSE- x -

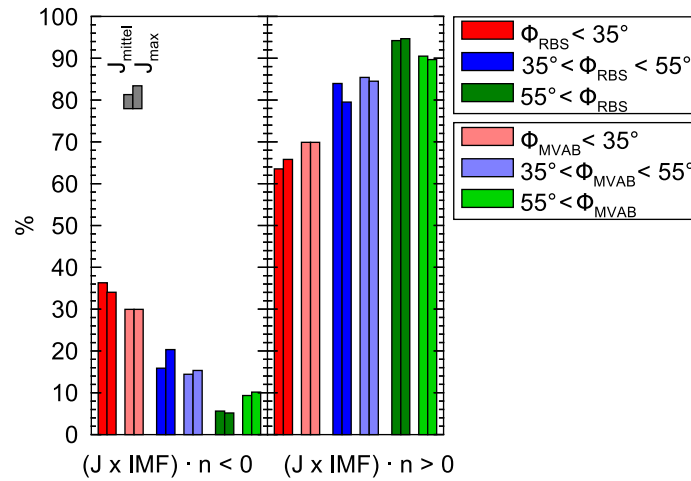


Abbildung 4.11.: Relative Häufigkeit von $(\mathbf{J} \times \mathbf{IMF}) \cdot \mathbf{n} < 0$ (links) und $(\mathbf{J} \times \mathbf{IMF}) \cdot \mathbf{n} > 0$ (rechts) mit $\mathbf{n} = \mathbf{n}_{RBS}$, $\mathbf{J} = \mathbf{J}_{mittel}$ (linke Balken) und \mathbf{J}_{max} (rechte Balken) für quasi-parallele (rot), schräge (blau) und quasi-senkrechte (grün) Stoßwellen, bezogen auf die Gesamtzahl der Ereignisse je Kategorie. Die Kategorisierung nach Φ_{RBS} und Φ_{MVAB} ist in dunklen bzw. hellen Farben dargestellt.

Achse gedrehten System zeigt die $IMF_{yz,GSE}$ -Komponente in die Richtung der positiven z -Achse, während die y -Komponente verschwindet. Es ist zu erwarten, dass die Bugstoßwellenströme in diesem System parallel zur y -Achse liegen und in die positive y -Richtung zeigen. Die Abbildungen 4.12, 4.13 und 4.14 zeigen je die mittleren Ströme \mathbf{J}_{mittel} der quasi-senkrechten, schrägen und quasi-parallelen Stoßwellen, wobei hier die Unterteilung anhand von Φ_{RBS} gewählt wurde. Die Ströme sind jeweils in der Projektion auf die x - y -Ebene (oben) und die y - z -Ebene (unten) dargestellt. Die zwei unterschiedlichen Farbkodierungen repräsentieren die Orientierung der Ströme in x -Richtung (links) und y -Richtung (rechts). Ein positiver Winkel zwischen der Stromrichtung und der y - z -Ebene entspricht einem in x -Richtung von der Erde weg zeigendem Strom und ist in den linken Abbildungen grün dargestellt. In x -Richtung zur Erde hin gerichtete Ströme sind rot gefärbt. Ströme mit Winkeln zwischen -20° und 20° fließen näherungsweise parallel zur Ebene und sind schwarz gezeichnet. In der jeweils rechten Darstellung erfolgt die Farbkodierung analog anhand des Winkels zwischen den Strömen und der x - z -Ebene. Blau repräsentiert eine Orientierung in die positive y -Richtung und Orange in die negative y -Richtung. Die Stromvektoren sind in normierter Länge dargestellt.

Die Betrachtung der quasi-senkrechten Ströme (Abb. 4.12) zeigt die erwartete Orientierung in die positive y -Richtung, welche sich bereits im Histogramm der Abbildung 4.11 zeigte. Von insgesamt 212 Ereignissen fallen auf der rechten Seite der Abbildung nur sieben orangefarbene mit deutlich entgegengesetzter Orientierung auf. Die auftretenden Variationen in der y -Richtung der Stromereignisse besitzen keine signifikante Abhängigkeit vom Ort der Beobachtung. Anders ist dies im Fall der Stromorientierung in x -Richtung, was in der Projektion auf die x - y -Ebene und besonders durch die Farbkodierung auf der linken Seite (Abb. 4.12a) deutlich wird. Für $y < 0$ dominieren grün dargestellte Ströme, welche von der Erde weg gerichtet sind. Bei $y > 0$ kehrt sich diese Orientierung um und die rot dargestellten Ströme zeigen zur Erde hin. Die Ströme an den quasi-senkrechten Stoßwellen folgen damit deutlich der gekrümmten Form der Bugstoßwelle.

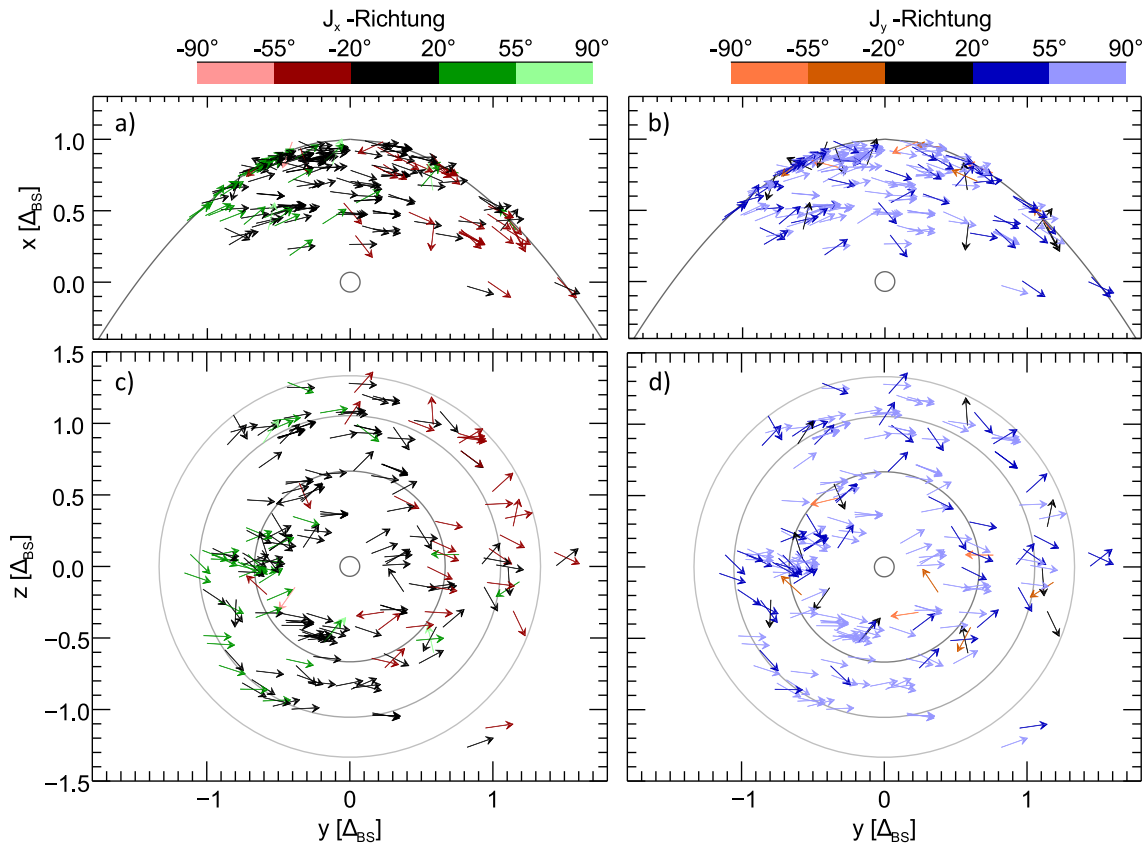


Abbildung 4.12.: Stromrichtungen der mittleren Ströme $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$ an der quasi-senkrechten (nach Φ_{RBS}) Bugstoßwelle im Referenzsystem. Die Vektoren sind in normierter Länge dargestellt. Die Farbkodierung gibt den Winkel zwischen \mathbf{J} und der y - z -Ebene ($\arctan(J_x / \sqrt{J_y^2 + J_z^2})$, links) bzw. der x - z -Ebene ($\arctan(J_y / \sqrt{J_x^2 + J_z^2})$, rechts) an. Ströme, die näherungsweise parallel zu den Ebenen fließen, sind schwarz gezeichnet. Helle Farben deuten auf einen näherungsweise senkrechten Stromfluss hin. Die Kontur der Erde sowie Isolinien der Bugstoßwelle bei $z = 0$ und $x = 0, 2; 0, 5; 0, 8 \Delta_{BS}$ sind grau dargestellt.

Die 113 Ereignisse der Kategorie schräger Stoßwellen, bei denen der Winkel zwischen dem IMF und der Normale der Bugstoßwelle zwischen 35° und 55° beträgt, zeigen sich in Abbildung 4.13 insgesamt weniger geordnet. Bei der Orientierung in x -Richtung ist weiterhin eine dominierende Abhängigkeit von $y < 0$ und $y > 0$ zu sehen, jedoch treten verhältnismäßig mehr Abweichungen als bei den quasi-senkrechten Ereignissen auf. Ebenfalls sind hier mehr Ströme mit einer Orientierung in die negative y -Richtung zu sehen. Beim direkten Vergleich der Projektionen in die y - z -Ebene fällt auf, dass die z -Komponente der Stromrichtungen an der schrägen Bugstoßwelle häufig größere Werte annimmt. Die Ströme erscheinen daher in dieser Darstellung insgesamt weniger parallel zur y -Achse ausgerichtet, als es bei der quasi-senkrechten Bugstoßwelle der Fall ist.

Der Trend abnehmender Ordnung und zunehmender Variation der Stromrichtung setzt sich bei den quasi-parallelen Stoßwellen in Abbildung 4.14 fort. Die Aufteilung in von der Erde weg zeigende (grüne) Ströme bei $y < 0$ und zur ihr hin zeigende (rote) bei $y > 0$ ist nicht mehr erkennbar. Betrachtet man die y -Richtung der Ströme, stehen an der quasi-

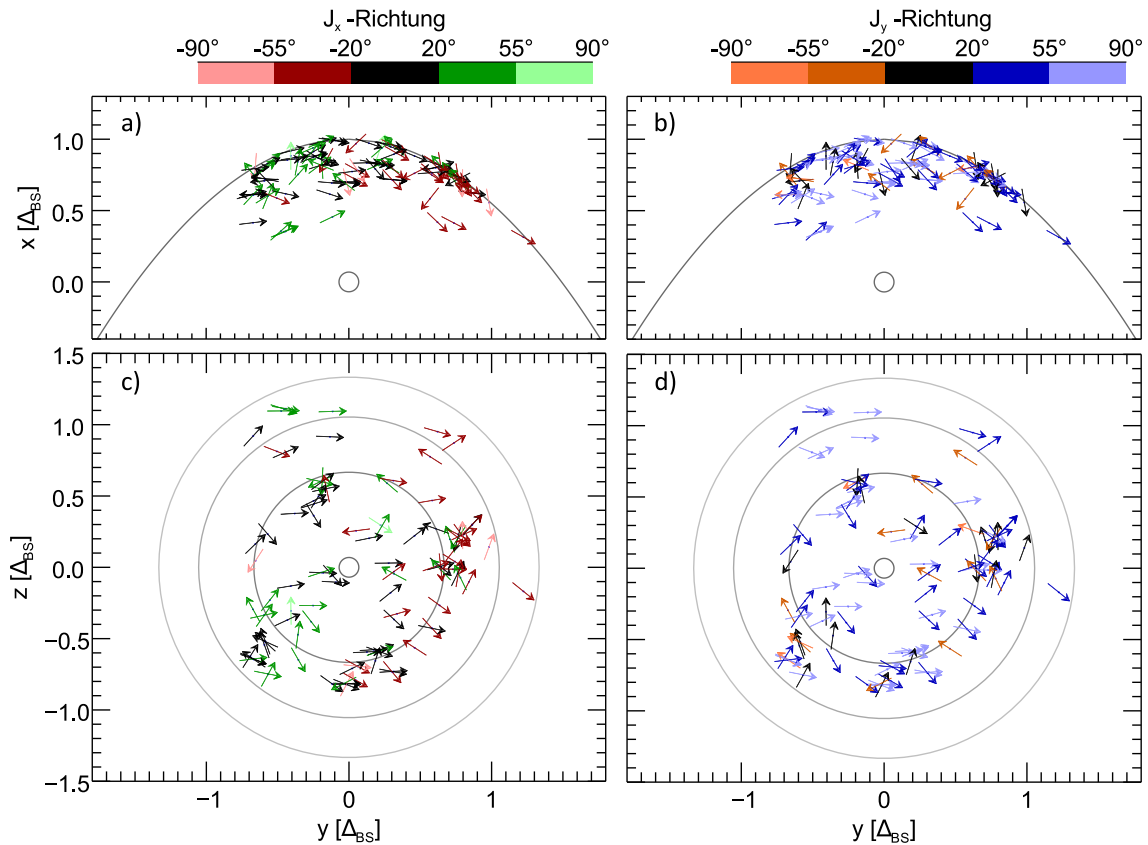


Abbildung 4.13.: Darstellung der Stromrichtungen wie in Abbildung 4.12 für Ströme der schrägen Bugstoßwelle.

parallelen Stoßwelle 23 deutlich positiv (blau) orientierte Ströme einer relativ hohen Zahl von 12 deutlich negativ (orange) orientierten gegenüber. Erneut ist ein gewachsener Einfluss der z -Komponente der Ströme zu erkennen. Insgesamt lässt sich eine allgemeine Orientierung der Ströme an der Form der Bugstoßwelle einerseits und der Richtung des IMF durch eine Anordnung parallel zur y -Achse andererseits bei den quasi-parallel Stoßwellen nicht mehr erkennen.

Die den Abbildungen 4.12 bis 4.14 entsprechende Darstellung der maximalen Ströme \mathbf{J}_{\max} unterscheidet sich nur geringfügig (siehe Anhang, Abb. A.3 bis Abb. A.5). Die qualitativen Aussagen bleiben dabei unverändert. Gleiches gilt für die Kategorisierung nach Φ_{MVAB} (nicht dargestellt).

Die abnehmende Ordnung der Ströme innerhalb der y - z -Ebene in Abhängigkeit von ihrer Kategorie ist in den Histogrammen der Abbildung 4.15 nochmals verdeutlicht. Bei der quasi-senkrechten Bugstoßwelle (4.15a) überwiegen kleine Winkel mit einem ausgeprägten Maximum um 0° . Bei der Kategorie der schrägen Bugstoßwelle (4.15b) schrumpft und verbreitert sich dieses Maximum. Das wachsende Auftreten von Winkeln zwischen 90° und 270° , welche einer negativen y -Richtung entsprechen, zeigt sich in dem Histogramm der quasi-parallel Stoßwelle (4.15c).

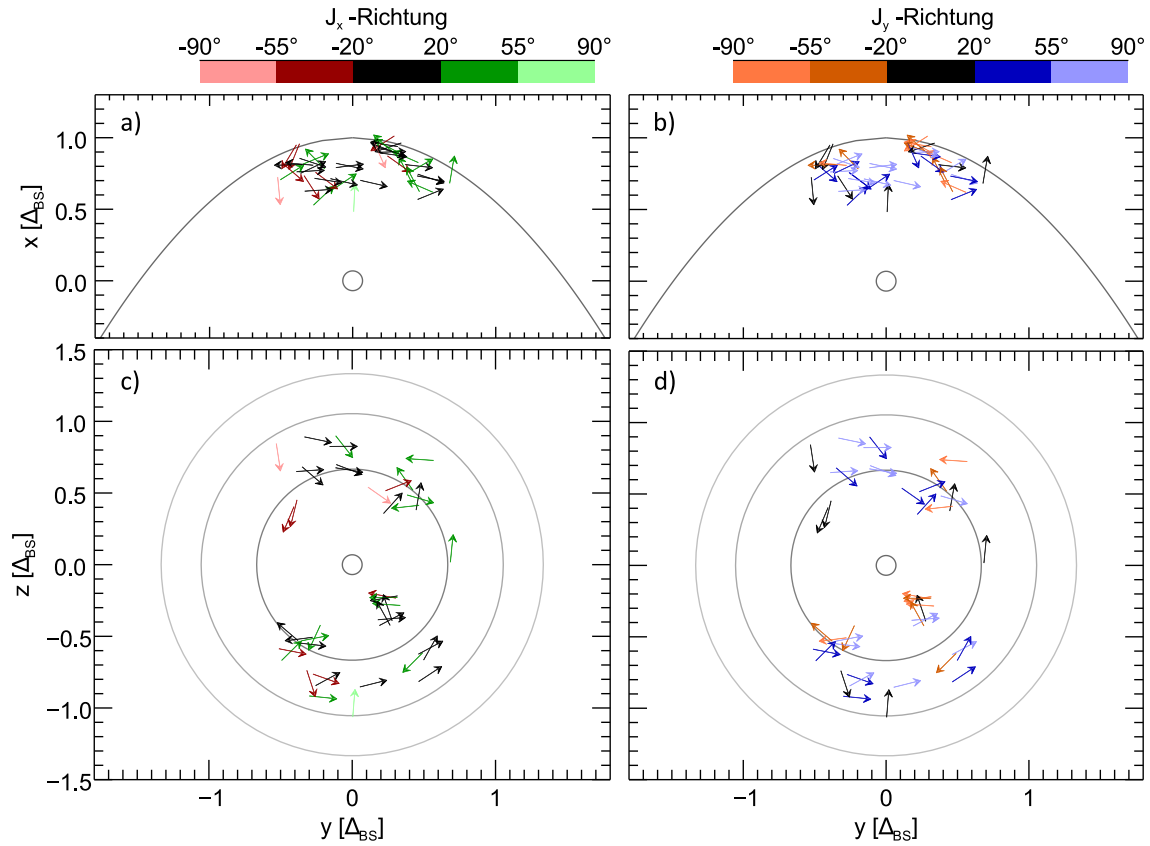


Abbildung 4.14.: Darstellung der Stromrichtungen wie in Abbildung 4.12 für Ströme der quasi-parallelen Bugstoßwelle.

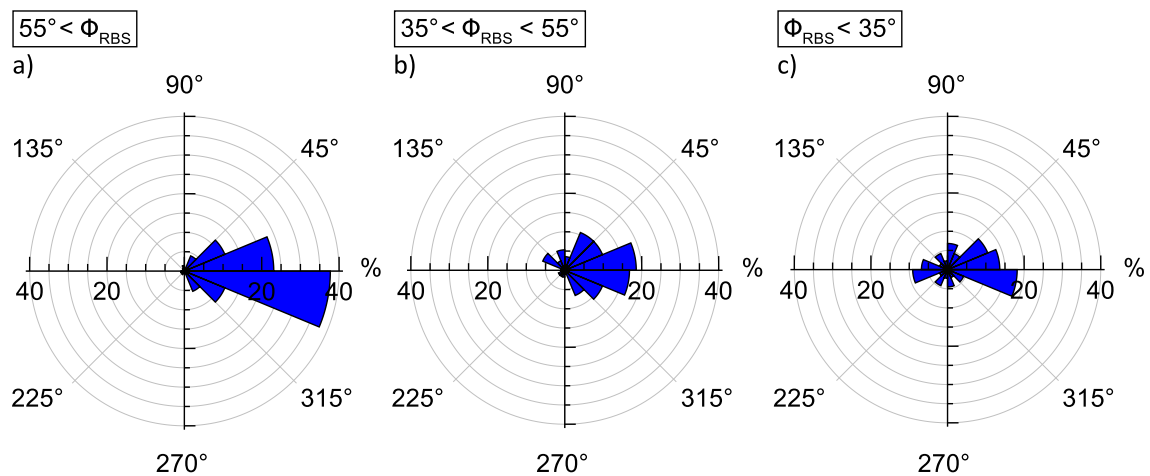


Abbildung 4.15.: Relative Häufigkeitsverteilung des Winkels zwischen der Stromrichtung J_{mittel} in der y-z-Ebene und der positiven y-Achse ($\arctan(J_z/J_y)$) im Referenzsystem.

4.1.5. Normalkomponente des Stromdichtevektors

Hamrin et al. (2017) untersuchten die Normalkomponenten $J_{\perp} = J_n = \mathbf{J} \cdot \mathbf{n}$ von Bugstoßwellenströmen basierend auf Daten, welche durch die Magnetospheric Multiscale Mission (MMS) gewonnen wurden. Bei der Ereignisauswahl konzentrierten sie sich auf möglichst einfache und klare Bugstoßwellendurchgänge, wie sie typischerweise an der quasi-senkrechten Stoßwelle anzutreffen sind. Aufgrund des Orbits von MMS liegen die Übergänge ungefähr in der Äquatorebene und näher an der Bugstoßwellenspitze als die der Cluster-Satelliten. Die y -Koordinate (GSM) nimmt meist Werte zwischen -7 und $7 R_E$ an. Dargestellt in dem in dieser Arbeit genutzten Referenzsystem würde dies ungefähr einem Abstand von $0,5 \Delta_{BS}$ vom Ursprung des Koordinatensystems in der y - z -Ebene bzw. etwa der innersten gezeichneten Isolinie bei $x = 0,8 \Delta_{BS}$ entsprechen (vgl. Abb. 4.1 und 4.12).

Aufgrund der geringen Entfernung zur Bugstoßwellenspitze nähern Hamrin et al. (2017) die Normalkomponente des Stroms durch die Komponente entlang der GSM- x -Richtung: $J_{\perp} \approx J_x$. Im Fall eines nordwärtigen IMF zeigen ihre Untersuchungen eine von der Erde weg gerichtete J_{\perp} - bzw. J_x -Komponente bei $y < 0$ und eine zur Erde hin gerichtete bei $y > 0$. Für ein südwärtiges IMF ergibt sich ein entgegengesetztes Bild. Ein vergleichbares Ergebnis bei den in dieser Arbeit untersuchten Bugstoßwellenströmen war in der Abbildung 4.12 bereits dargestellt. Die Richtung der J_x -Komponente wurde darin durch die Färbung in Grün und Rot verdeutlicht und zeigte die gleiche Abhängigkeit von der y -Koordinate. Eine Unterscheidung der Fälle in nordwärtiges und südwärtiges IMF ist an dieser Stelle nicht zusätzlich nötig, da die Drehung in das Referenzsystem diese Abhängigkeit eliminiert.

Hamrin et al. (2017) schlagen vor, die Normalkomponenten als Schließungsströme zu interpretieren, welche sich innerhalb der Magnetosheath fortsetzen. In diesem Fall wäre aufgrund der Orientierung der zur Bugstoßwelle parallel verlaufenden Stromkomponenten zu erwarten, dass sich für J_{\perp} eine ähnliche räumliche Verteilung der Orientierung ergibt, wie sie oben für J_x beschrieben ist. Um die Normalkomponente des Bugstoßwellenstroms genauer untersuchen zu können, wird sie im Folgenden nicht durch die x -Komponente genähert, sondern mithilfe der Normalenrichtungen \mathbf{n}_{RBS} und \mathbf{n}_{MVAB} berechnet.

Die Tabellen 4.3 und 4.4 zeigen die relative Häufigkeit der Orientierung von $J_{\text{mittel},\perp}$ an der quasi-senkrechten Bugstoßwelle in Abhängigkeit von der y -Koordinate (im Referenzsystem). Die beiden mittleren Spalten ($-0,5 \Delta_{BS} < y < 0$ und $0 < y < 0,5 \Delta_{BS}$) entsprechen ungefähr den Regionen der Auswertungen von Hamrin et al. (2017), die äußeren Spalten enthalten die Ereignisse, die aufgrund des Cluster-Orbits in größerer Entfernung zur Bugstoßwellenspitze in dieser Arbeit zusätzlich ausgewertet werden können.

Tabelle 4.3.: Relative Häufigkeit der Orientierung der Normalkomponente der Ströme $\mathbf{J}_{\perp} = \mathbf{J} \cdot \mathbf{n}$ an der quasi-senkrechten Bugstoßwelle ($\Phi_{RBS} > 55^\circ$) in Abhängigkeit von den y -Koordinaten der Ereignisse im Referenzsystem. Dabei ist $\mathbf{J} = \mathbf{J}_{\text{mittel}}$ und $\mathbf{n} = \mathbf{n}_{RBS}$.

J_{\perp} -Richtung	$y < -0,5 \Delta_{BS}$	$-0,5 \Delta_{BS} < y < 0$	$0 < y < 0,5 \Delta_{BS}$	$0,5 \Delta_{BS} < y$
nach außen	43 %	53 %	61 %	65 %
nach innen	57 %	47 %	39 %	35 %

Tabelle 4.4.: Wie Tab. 4.3, jedoch mit $\mathbf{n} = \mathbf{n}_{\text{MVAB}}$ und $\Phi_{\text{MVAB}} > 55^\circ$.

J_\perp -Richtung	$y < -0,5 \Delta_{\text{BS}}$	$-0,5 \Delta_{\text{BS}} < y < 0$	$0 < y < 0,5 \Delta_{\text{BS}}$	$0,5 \Delta_{\text{BS}} < y$
nach außen	47 %	46 %	45 %	45 %
nach innen	53 %	54 %	55 %	55 %

Unabhängig von der Nutzung von \mathbf{n}_{RBS} (Tab. 4.3) oder \mathbf{n}_{MVAB} (Tab. 4.4) zeigt sich ein insgesamt relativ ausgewogenes Verhältnis von nach außen und nach innen gerichteten Strömen. Eine überwiegende Zahl von nach außen gerichteten Normalkomponenten bei $y < 0$ und von nach innen gerichteten bei $y > 0$, wie es nach Hamrin et al. (2017) zu erwarten wäre, lässt sich anhand dieser Ergebnisse daher nicht bestätigen. Die Analyse der maximalen Ströme \mathbf{J}_{max} (hier nicht dargestellt) führt zu qualitativ vergleichbaren Ergebnissen. Anhand der hier untersuchten Bugstoßwellenströme zeigt sich, dass die Unterscheidung von J_x und J_\perp notwendig ist.

4.1.6. Die Stärke der Ströme an der Bugstoßwelle

Bei der Auswertung der Strommagnituden ist zu beachten, dass sie bei der Bestimmung mittels der Curlometer-Methode größere Unsicherheiten beinhalten als die Stromrichtungen (s. Kapitel 3.1.3). Durch den enthaltenen Einfluss von räumlichen und zeitlichen Mittelungen werden Magnituden tendenziell unterschätzt, wie es in Abbildung 3.7 beispielhaft demonstriert wurde. Im Fall des in dieser Arbeit auf die Magnetfelddaten angewendeten 32-Sekunden-Fensters liegen die Magnituden der maximalen Ströme ungefähr um einen Faktor von 2 unter jenen, welche über die Bestimmung der Schichtdicke und des Sprungs im Magnetfeld ermittelt werden. Bei den etwas über halb so großen mittleren Strömen wächst dieser Faktor auf etwa 4 an (vgl. Tab. 3.1). Wie die Beispiele von mehrfachen Bugstoßwellen- und Magnetopausendurchgängen (Abb. 3.9 und Abb. 3.10) außerdem zeigten, variieren die Magnituden zwischen den einzelnen Ereignissen teilweise stark, obwohl die Magnetfelddaten verhältnismäßig konstante Bedingungen darstellen. Der Fokus der Untersuchung der Strommagnituden liegt hier daher vorrangig bei der qualitativen und weniger bei der quantitativen Auswertung.

In Tabelle 4.5 sind die mittleren Magnituden der untersuchten Ströme zusammengestellt. Der Mittelwert aller Ereignisse beträgt 19 nA/m^2 bei J_{mittel} und 42 nA/m^2 bei J_{max} . An der quasi-senkrechten Bugstoßwelle ist die Stromstärke am höchsten. In Abhängigkeit von α , der Winkelentfernung zur Bugstoßwellenspitze, zeigen sich etwas geringere mittlere Stromstärken bei Winkelabständen von über 60° .

Abbildung 4.16 zeigt die relative Magnitudenhäufigkeit der mittleren Ströme aufgeteilt in die drei Klassifizierungen nach Φ_{RBS} . Die Verteilungen der quasi-senkrechten,

Tabelle 4.5.: Mittlere Magnituden der Bugstoßwellenströme in Abhängigkeit der Klassifizierung nach $\Phi = \Phi_{\text{RBS}}$ und dem Winkelabstand zur Bugstoßwellenspitze α .

	alle	$\Phi < 35^\circ$	$35^\circ < \Phi < 55^\circ$	$55^\circ < \Phi$	$\alpha < 60^\circ$	$\alpha > 60^\circ$
$ J_{\text{mittel}} [\text{nA/m}^2]$	19	15	16	22	20	17
$ J_{\text{max}} [\text{nA/m}^2]$	42	36	36	47	43	39

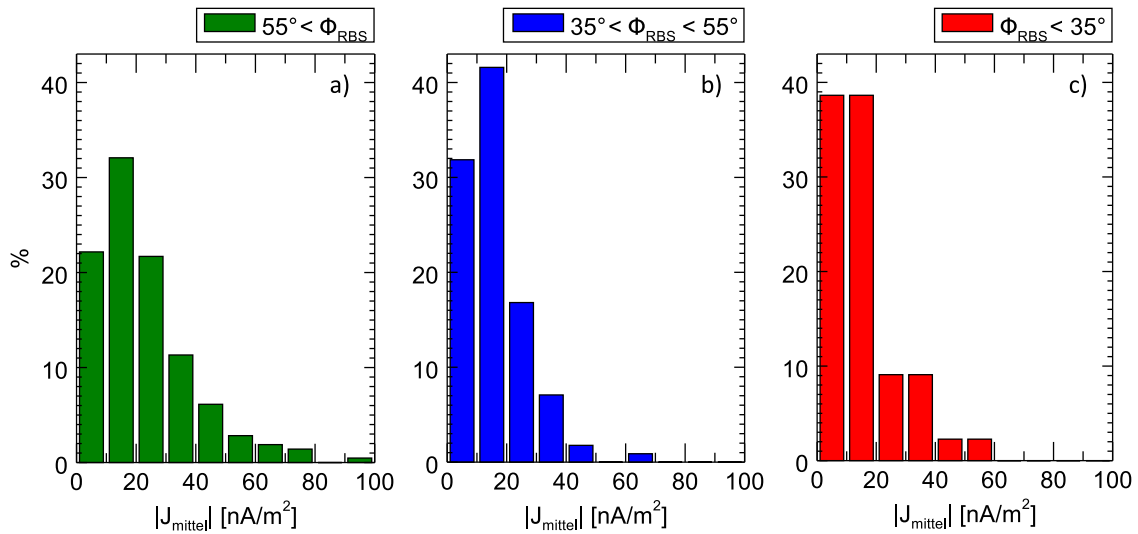


Abbildung 4.16.: Relative Häufigkeit der Magnituden der mittleren Ströme.

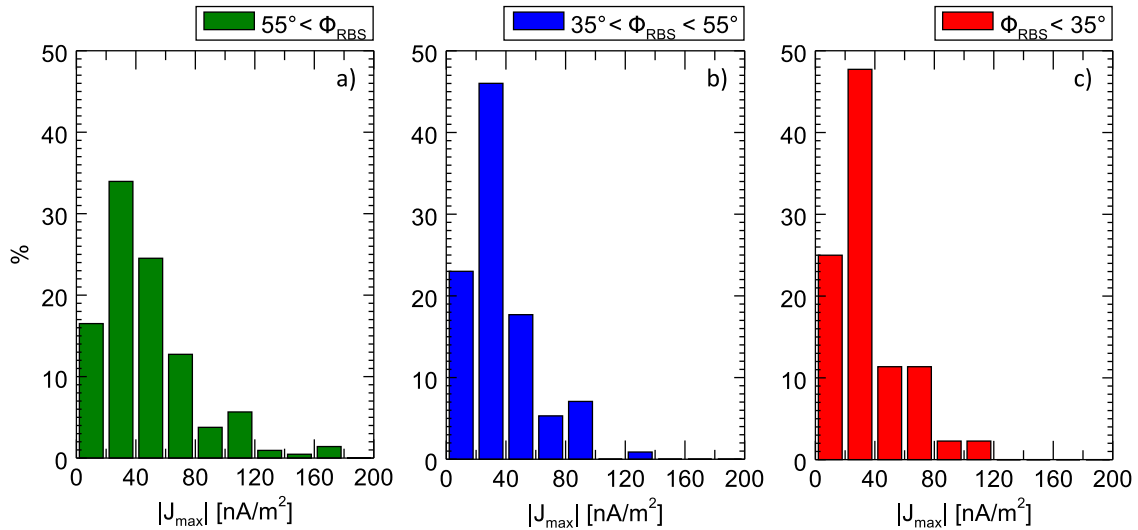


Abbildung 4.17.: Relative Häufigkeit der Magnituden der maximalen Ströme.

schrägen und quasi-parallelen Stoßwellen ähneln einander qualitativ, wobei sie bei der quasi-senkrechten insgesamt flacher ist. Eine klare Häufung von Ereignissen ist bei allen Stoßwellen im unteren Bereich von bis zu 30 nA/m^2 zu erkennen.

Ein vergleichbares Bild ergibt die Auswertung der maximalen Ströme in Abbildung 4.17. Abgesehen von den insgesamt etwa doppelt so großen Strommagnituden unterscheiden sich die Histogramme nur wenig von denen der mittleren Ströme. Die Abbildung A.6 im Anhang zeigt die entsprechenden Histogramme bei Klassifizierung nach Φ_{MVAB} . Auch diese Verteilungen zeigen qualitativ dasselbe Verhalten.

Basierend auf dem Ampèreschen Gesetz ist die Strommagnitude proportional zur Änderung der Magnetfeldstärke an der Grenzschicht:

$$J = \frac{\Delta B}{\mu_0 d}, \quad (4.2)$$

wobei d die Schichtdicke ist. Im Fall großer Machzahlen gilt für das Verhältnis der Ma-

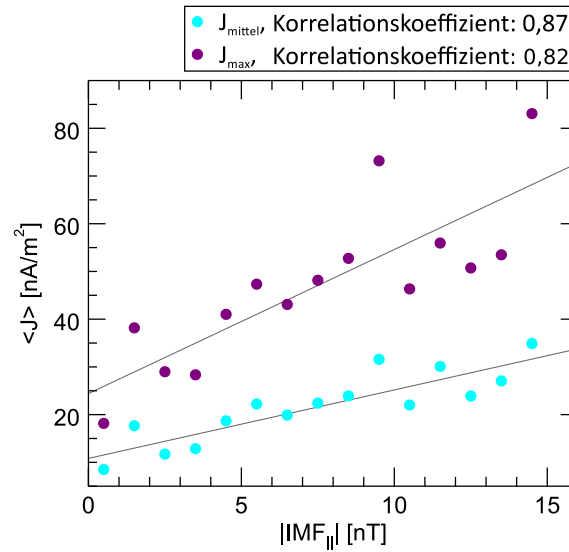


Abbildung 4.18.: Mittlere Magnitude der Bugstoßwellenströme in Abhängigkeit des Betrags der Tangentialkomponente des IMF, berechnet unter Verwendung der Bugstoßwellennormale \mathbf{n}_{RBS} .

gnetfeldstärken hinter und vor der Stoßwelle $B_{\text{Sheath}}/B_{\text{IMF}} = B_{\text{Sheath},||}/B_{\text{IMF},||} \approx 4$ (Nabert et al. 2013). Mit $\Delta B = B_{\text{Sheath},||} - B_{\text{IMF},||} = 3B_{\text{IMF},||}$ ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Bugstoßwellenstromstärke und der Magnitude der Tangentialkomponente des IMF:

$$J_{\text{BS}} = \frac{3B_{\text{IMF},||}}{\mu_0 d_{\text{BS}}} . \quad (4.3)$$

Die Untersuchung der Abhängigkeit der Strommagnitude von der Stärke des IMF ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Die eckige Klammer $\langle J \rangle$ bezeichnet dabei die mittlere Magnitude aller Ereignisse innerhalb eines Magnetfeldstärkeintervalls der Größe von 1 nT. Es zeigt sich darin der erwartete lineare Zusammenhang mit einem Korrelationskoeffizienten von 0,87 bei J_{mittel} und 0,82 bei J_{max} . Die in der Abbildung eingezeichneten Ausgleichsgeraden besitzen Steigungen von 1,4 bzw. 3,0 nA/(m² nT). Entsprechend Gleichung 4.1.6 erlauben sie eine Abschätzung der mittleren Bugstoßwellendicke zu etwa 1700 (J_{mittel}) bzw. 800 km (J_{max}).

Diese Werte stellen eine obere Abschätzung der Bugstoßwellendicke aufgrund der oben erwähnten Unterschätzung der absoluten Magnituden durch die Curlometer-Methode dar. Unter Einbeziehung der aus Kapitel 3.1.3 abgeleiteten Korrekturfaktoren von etwa 4 bzw. 2 folgt eine Schichtdicke von ungefähr 400 km, was mit den Ergebnissen der Studie von Bale et al. (2003) vergleichbar ist.

4.2. Ströme der Magnetopause

Abbildung 4.19 gibt einen Überblick über die räumliche Verteilung aller 273 untersuchten Stromereignisse an der Magnetopause nach der Projektion auf die Referenzmagnetopause im GSM-System. Entlang der südlichen Orbitabschnitte von Cluster nimmt der Qualitätsfaktor an der Magnetopause häufig sehr kleine Werte an, weshalb hier nur 41 Ereignisse das Kriterium $Q_G > 2,5$ erfüllen. Mit 232 Ereignissen befindet sich der überwiegende Teil der analysierten Magnetopausenströme auf der nördlichen Hemisphäre.

In Kapitel 3.2.1 wurde die Klassifikation der Magnetopausendurchgänge anhand der Teilchendaten in die unterschiedlichen Regionen vorgestellt. Die Unterscheidung erfolgt in Übergänge, welche der Low-latitude Magnetopause ähneln (LL), Übergänge im Bereich der Entry layer (EL), der Cusp (C) und des Plasmamantels (PM). Eine zusätzliche Gruppe enthält die Übergänge, bei denen nicht klar zwischen Entry layer und Cusp unterschieden werden kann (EL/C).

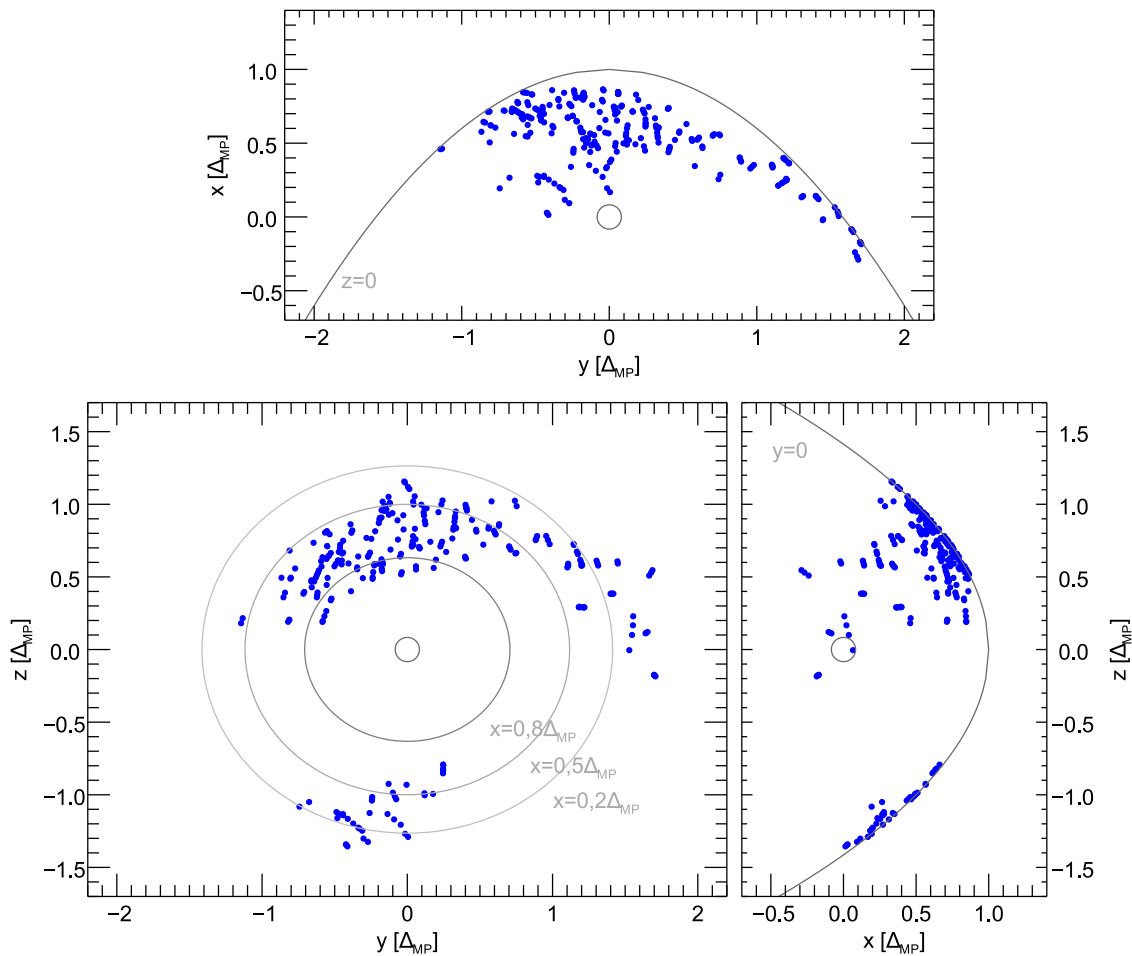


Abbildung 4.19.: Lage aller untersuchten Magnetopausendurchgänge im Referenzsystem. Isolinen der Magnetopause bei $x = 0,2; 0,5; 0,8 \Delta_{MP}$, $y = 0$ bzw. $z = 0$ sowie die Kontur der Erde sind in Grau dargestellt.

Es ergibt sich die folgende Aufteilung:

- LL: 73 Ereignisse (27 %)
- EL: 64 Ereignisse (23 %)
- EL/C: 48 Ereignisse (18 %)
- C: 57 Ereignisse (21 %)
- PM: 31 Ereignisse (11 %)

4.2.1. Stromrichtung relativ zur Magnetopause

Bei der Auswertung der Stromrichtungen im Bezug auf die Modellmagnetopause werden erneut die drei unterschiedlich bestimmten Stromrichtungen $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$, \mathbf{J}_{max} und $\mathbf{e}_{1,\text{MVAJ}}$ betrachtet (vgl. Kapitel 4.1.2). Abbildung 4.20 zeigt zunächst die Winkeldifferenzen dieser drei Stromrichtungen untereinander.

Die Unterschiede zwischen ihnen zeigen sich am deutlichsten zwischen $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$ und $\mathbf{e}_{1,\text{MVAJ}}$. Bei knapp der Hälfte der Ereignisse (47 %) bestehen bei ihnen Winkeldifferenzen von über 20° . Die Differenz zwischen $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$ und \mathbf{J}_{max} überschreitet 20° etwa halb so oft (25 %) und zwischen \mathbf{J}_{max} und $\mathbf{e}_{1,\text{MVAJ}}$ nur noch in 18 % der Fälle.

Im Mittel unterscheiden sich die Stromrichtungen je Ereignis um 13° (\mathbf{J}_{max} und $\mathbf{e}_{1,\text{MVAJ}}$), 16° ($\mathbf{J}_{\text{mittel}}$ und $\mathbf{e}_{1,\text{MVAJ}}$) bzw. 24° ($\mathbf{J}_{\text{mittel}}$ und \mathbf{J}_{max}). Abbildung 4.21 zeigt darüber hinaus die mittleren Winkeldifferenzen, unterteilt nach den einzelnen Kategorien. Im Fall von LL und EL sind die mittleren Abweichungen zwischen den drei Stromrichtungen am geringsten. Demgegenüber zeigen sich in den Kategorien EL/C und C größere Unterschiede in den bestimmten Stromrichtungen. Dies lässt sich mit den insgesamt stärker fluktuierenden Stromsignaturen erklären, wie sie bei vielen der untersuchten Orbitabschnitten im Bereich der Cusp-Region zu beobachten sind. LL- und EL-Übergänge stellen sich im Gegensatz dazu häufig relativ klar und stabil dar. Ähnlich verhalten sich die Übergänge

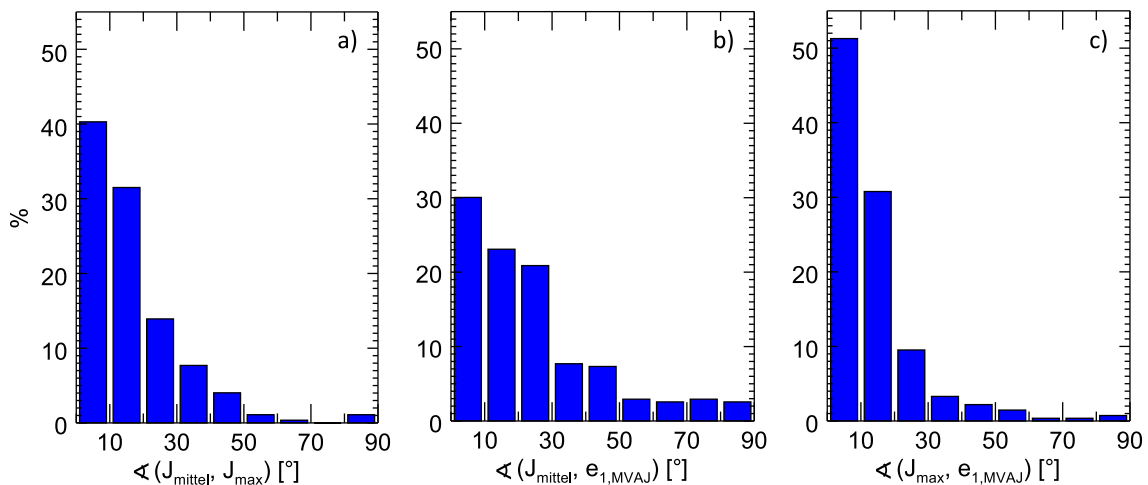


Abbildung 4.20.: Häufigkeitsverteilung der Winkeldifferenzen zwischen mittlerem Strom $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$, maximalem Strom \mathbf{J}_{max} und Richtung maximaler Varianz $\mathbf{e}_{1,\text{MVAJ}}$.

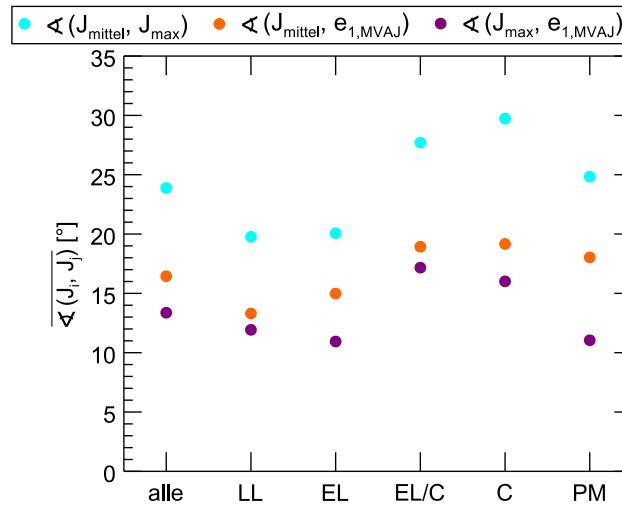


Abbildung 4.21.: Betrag der gemittelten Winkeldifferenzen zwischen den drei Stromrichtungen J_{mittel} , J_{max} und $e_{1,MVAJ}$, dargestellt für alle Stromereignisse (alle) sowie unterteilt in die fünf Kategorien (LL bis PM).

am Plasmamantel. Die Winkelabweichungen zwischen den bestimmten Stromrichtungen liegen in dieser Kategorie in Abbildung 4.21 im Mittelfeld.

Die in Kapitel 3.2.2.2 eingeführte Referenzmagnetopause, welche primär der räumlichen Skalierung der Ereignisse dient, spiegelt die Geometrie einer realen Magnetopause im Bereich der Cusp-Region nur sehr begrenzt wider. Es ist daher zu erwarten, dass die Stromrichtungen dort häufig nicht senkrecht zur Normalenrichtung der Modellmagnetopause \mathbf{n}_{RMP} liegen. In Abbildung 4.22 ist die Orientierung der Ströme im Bezug auf \mathbf{n}_{RMP} in drei Grafiken aufgeteilt dargestellt. Für LL- und EL-Übergänge (links) zeigt sich eine deutliche Häufung nahe 90° . Die beobachteten Ströme fließen folglich oft ungefähr parallel zur Fläche der Modellmagnetopause. Die Häufigkeitsverteilung der EL/C- und C-Übergänge (mittig) ist vergleichsweise flach. Trotz der größeren Streuung der Stromorientierungen bleibt aber auch in diesen beiden die Cusp umfassenden Kategorien das Maximum bei 90° bestehen. Die geometrischen Abweichungen zwischen der Modellmagnetopause und den gemessenen, stromführenden Schichten sind an den Kategorien LL, EL, EL/C und C größtenteils kleiner als 20° .

Die Verteilung der Winkeldifferenzen an den PM-Übergängen stellt sich hingegen anders dar. Sie konzentrieren sich zwar auf den Bereich von Winkeln über 50° , besitzen darin jedoch keine klare Häufung nahe 90° . Bei der Bewertung dieses und den folgenden Ergebnisse in der PM-Kategorie darf jedoch nicht außer Acht gelassen werden, dass es sich bei ihr um eine relativ kleine Gruppe von 31 Ereignissen handelt, weshalb die aus ihr abgeleiteten Statistiken eine insgesamt geringere Aussagekraft besitzen, als die der anderen Kategorien.

Abbildung 4.23 zeigt die analog ermittelten Häufigkeitsverteilungen unter Bezug auf die Normalenrichtung \mathbf{n}_{MVAB} , welche mittels Minimum-Varianz-Analyse aus den Magnetfelddaten bestimmt wurde. Der Vergleich der Kategorien LL, EL, EL/C und C (links und mittig) mit den vorangegangenen Grafiken zeigt ein insgesamt ähnliches Ergebnis, jedoch mit deutlich flacheren Verteilungen, weniger ausgeprägten Spitzen nahe 90° und häufiger auftretenden flachen Winkeln. In diesen Kategorien beschreibt die aus den Magnetfeldern

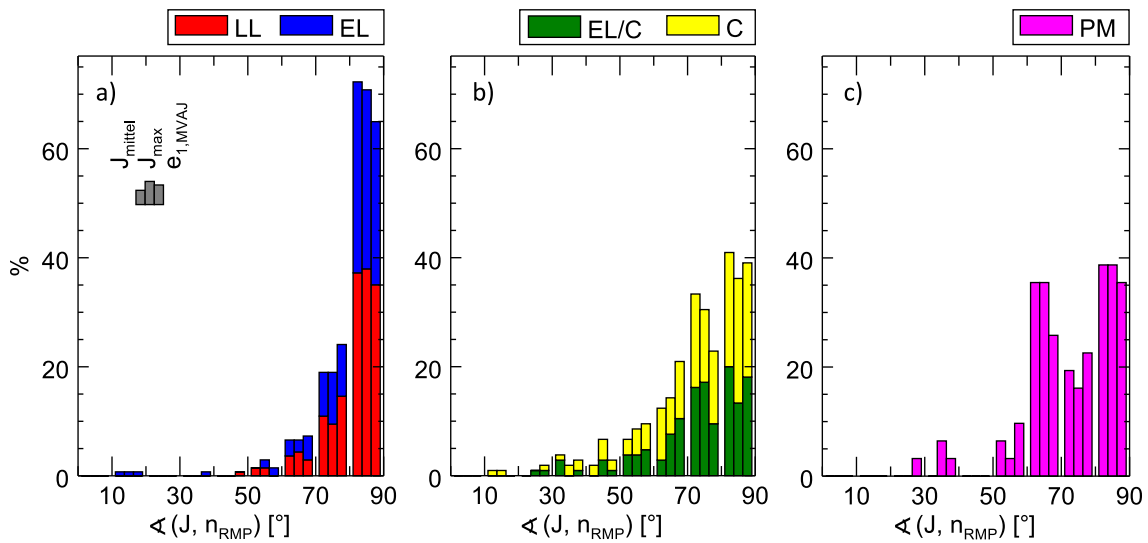


Abbildung 4.22.: Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen den Stromrichtungen $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$ (linke Balken je 10° -Intervall), \mathbf{J}_{max} (mittlere Balken) und $\mathbf{e}_{1,\text{MVAJ}}$ (rechte Balken) und der lokalen Normalenrichtung der Referenzmagnetopause \mathbf{n}_{RMP} . Die linke Grafik fasst die Ergebnisse der Kategorien LL und EL zusammen, die mittlere Grafik die der Kategorien EL/C und C und die rechte Grafik stellt die Verteilung für die Kategorie PM dar. Die relativen Häufigkeiten beziehen sich je Grafik auf die Gesamtzahl der Ereignisse der darin dargestellten Kategorien. Beispielsweise gilt in der linken Grafik $n_{\text{gesamt}} = n_{\text{LL}} + n_{\text{EL}} = 73 + 64 = 137$. Die Farbkodierung stellt die Anteile der einzelnen Kategorien dar.

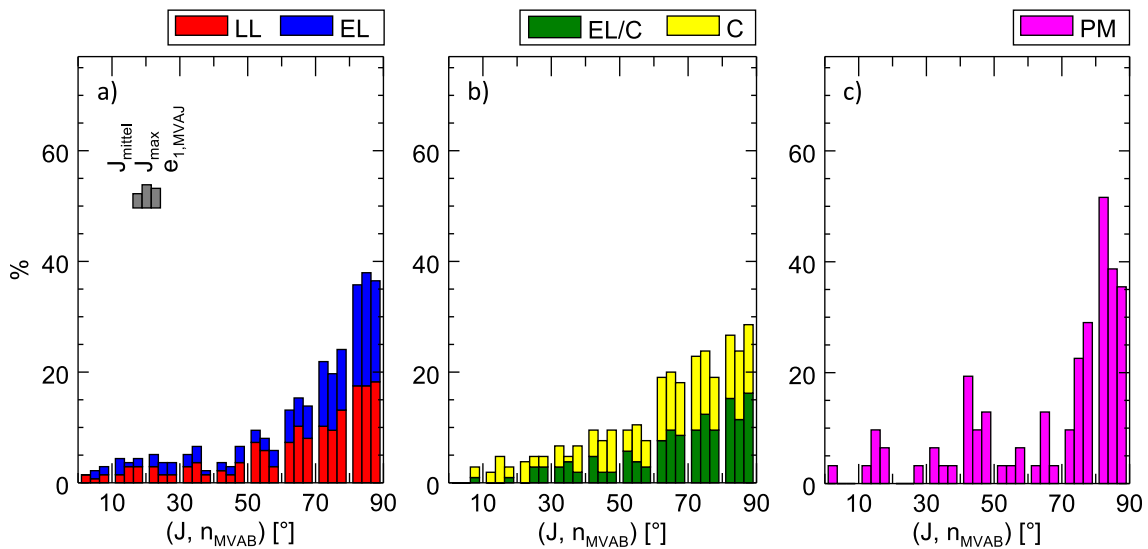


Abbildung 4.23.: Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen den Stromrichtungen und der Normalenrichtung wie in Abbildung 4.22, jedoch unter Verwendung der aus den Magnetfelddaten abgeleitete Normalenrichtung \mathbf{n}_{MVAB} .

bestimmte Magnetopausengeometrie die Stromrichtungen demnach weniger gut, als die Modellmagnetopause. Eine vergleichbare Beobachtung konnte bereits an der Bugstoßwelle gemacht werden (vgl. Abbildungen 4.7 und 4.8).

Einzig in der PM-Kategorie (rechts) zeigt sich eine Verteilung, die mit \mathbf{n}_{MVAB} mehr den theoretischen Erwartungen als mit \mathbf{n}_{RMP} entspricht. Die Spitze nahe 90° ist nun deutlicher ausgeprägt, gleichzeitig kommen aber auch flache Winkel häufiger vor. Eine mögliche Ursache für die Unterschiede zwischen Abbildung 4.22 und Abbildung 4.23 in dieser Kategorie könnte darin liegen, dass die Modellmagnetopause die Geometrie der nachtsseitigen Magnetopause in der Nähe der Cusps unzureichend beschreibt. Infolge kann hier die Ableitung der Geometrie aus den gemessenen Magnetfelddaten in Einzelfällen vorteilhafter sein.

Anhand der Balkentriplets in den Abbildungen 4.22 und 4.23 lässt sich erkennen, dass sich die Häufigkeitsverteilungen in Abhängigkeit von $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$, \mathbf{J}_{max} und $\mathbf{e}_{\text{L,MVAJ}}$ qualitativ nicht signifikant voneinander unterscheiden. Die eingangs des Kapitels und in den Abbildungen 4.20 und 4.21 analysierten Unterschiede in den Stromrichtungen zueinander haben ebenfalls keinen merklich relevanten Einfluss auf die Betrachtung der Stromrichtungen relativ zur Orientierung der Magnetopause.

4.2.2. Globale Betrachtung der Magnetopausenströme

Die Orientierung der mittleren Ströme $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$ im Referenzsystem ist in den Abbildungen 4.24 bis 4.28 für jede der fünf Kategorien zu sehen. Die Stromrichtungen sind als Vektoren normierter Länge in den Projektionen auf die drei Ebenen des GSM-Koordinatensystems dargestellt. Die Farbkodierungen geben, wie bereits bei der Bugstoßwelle in Kapitel 4.1.4 eingeführt, die Orientierung in x - (Rot-Grün-Skala) bzw. in y -Richtung (Orange-Blau-Skala) an.

Die untersuchten Ströme der Magnetopause niedrigerer Breiten (Abb. 4.24) fließen überwiegend von der Morgen- zur Abendseite entlang der positiven y -Richtung (blaue Vektoren). Dies entspricht der erwarteten Richtung der tagseitigen Chapman-Ferraro-Ströme, wie sie durch das Dipolfeld der Erde vorgegeben ist. In Abbildung 4.24a zeigt sich in der Projektion auf die x - y -Ebene und in der Farbkodierung, dass die Richtung der Ströme die parabolische Form der Modellmagnetopause widerspiegeln. Auf der Morgen-seite sind die Ströme von der Erde weg gerichtet (grün), auf der Abendseite sind sie ihr zugewandt (rot).

Ein insgesamt sehr ähnliches Bild zeigt sich bei den Magnetopausenströmen, welche der Entry-Layer-Kategorie zugeordnet sind (Abb. 4.25). Erneut liegt überwiegend eine Orientierung der Ströme in die positive y -Richtung (blaue Vektoren) vor. Auch die Verteilung der Stromkomponente in x -Richtung (grün-rot-Verlauf) entspricht wieder der Form der Modellmagnetopause.

Die räumliche Verteilung der beobachteten Ströme der Kategorien LL und EL deckt einen sehr weiten Bereich zwischen $y \approx -\Delta_{\text{MP}}$ und $y \approx 2\Delta_{\text{MP}}$ ab. Aufgrund der Lage der nördlichen und südlichen Cusps liegen im deutlichen Unterschied dazu die untersuchten Ströme der Kategorien EL/C (Abb. 4.26) und C (Abb. 4.27) in einem enger begrenzten Gebiet bei ca. $-0,5\Delta_{\text{MP}} < y < 0,5\Delta_{\text{MP}}$.

Die in der LL- und EL-Kategorie beobachtete Ordnung der Stromrichtungen verschwindet in den Kategorien EL/C und C. Die Orientierung in die positive y -Richtung sowie die Form der Magnetopause zeigen sich in den Abbildungen 4.26 und 4.27 nicht. Die insgesamt stark variierenden Stromrichtungen spiegeln die turbulente Situation an der Cusp wider.

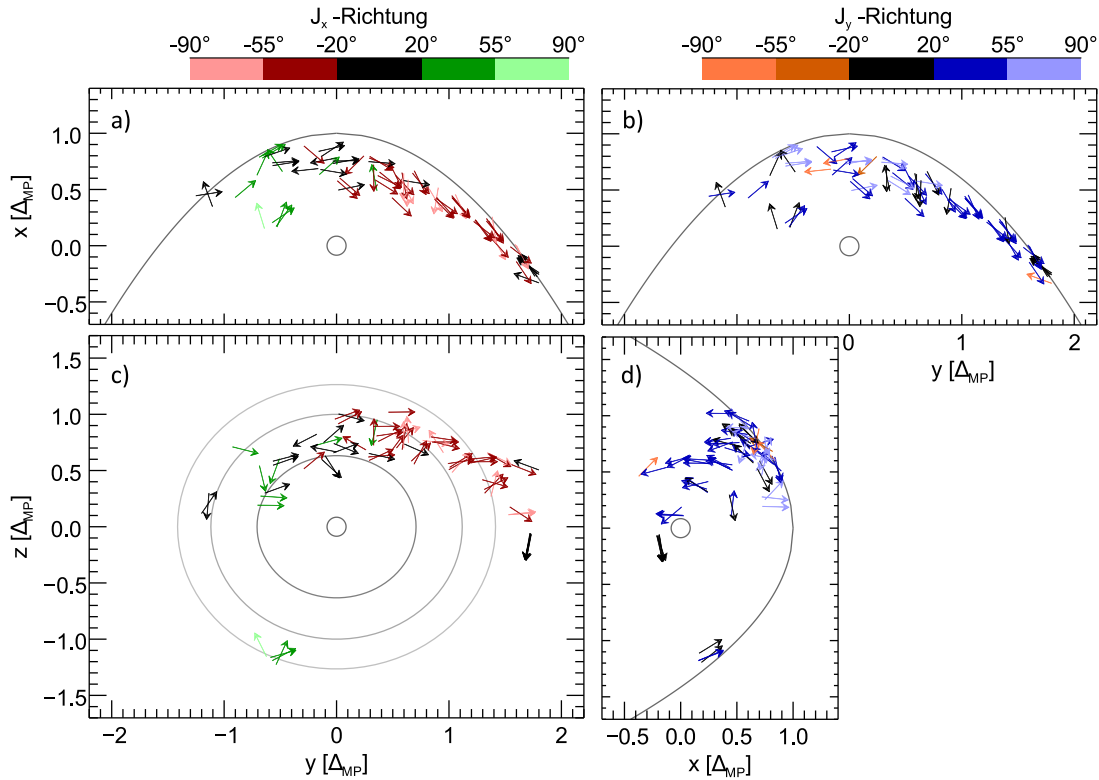


Abbildung 4.24.: Stromrichtungen $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$ der Magnetopausenströme der Kategorie LL projiziert auf die x - y -Ebene (a und b), die y - z -Ebene (c) und die x - z -Ebene (d) im Referenzsystem. Die Vektoren sind in normierter Länge dargestellt. Die Farbkodierung gibt den Winkel zwischen \mathbf{J} und der y - z -Ebene ($\arctan(J_x / \sqrt{J_y^2 + J_z^2})$, links) bzw. der x - z -Ebene ($\arctan(J_y / \sqrt{J_x^2 + J_z^2})$, rechts) an. Ströme, die näherungsweise parallel zu den Ebenen fließen, sind schwarz gezeichnet. Helle Farben deuten auf einen näherungsweise senkrechten Stromfluss hin. Isolinen der Magnetopause bei $z = 0$, $y = 0$ und $x = 0, 2; 0, 5; 0, 8 \Delta_{\text{MP}}$ sowie die Kontur der Erde sind grau dargestellt.

Eine auf die Kategorie EL/C beschränkte Beobachtung zeigt sich in der Darstellung unten rechts (Abb. 4.26d) in der Farbkodierung für die y -Richtung der Ströme und der Projektion auf die x - z -Ebene. Auf der nördlichen Hemisphäre teilen sich die analysierten Ströme in zwei benachbarte Populationen. Während die bei niedriger Breite beobachteten Ströme zur Abendseite hin orientiert sind (blau), vergleichbar zu den Strömen der Kategorien LL und EL, zeigt die Orientierung der Ströme höherer Breiten zur Morgenseite hin (orange). Diese Drehung in der Stromrichtung entspricht sehr gut dem idealisierten Bild der Stromschleifen im Bereich der Cusps, wie es beispielsweise in der schematischen Darstellung 2.5 skizziert ist.

Nachtseitig der Cusp schließen sich die Magnetopausenübergänge am Plasmamantel an (Abb. 4.28). Entsprechend den theoretischen Erwartungen zeigen die beobachteten Ströme in dieser Kategorie in die negative y -Richtung (orange). Die Farbkodierung der x -Komponente der Ströme auf der linken Seite der Abbildung zeigt im Vergleich zu den Ergebnissen der LL- und EL-Kategorie viele dunkle und schwarze Vektoren. Die Strom-

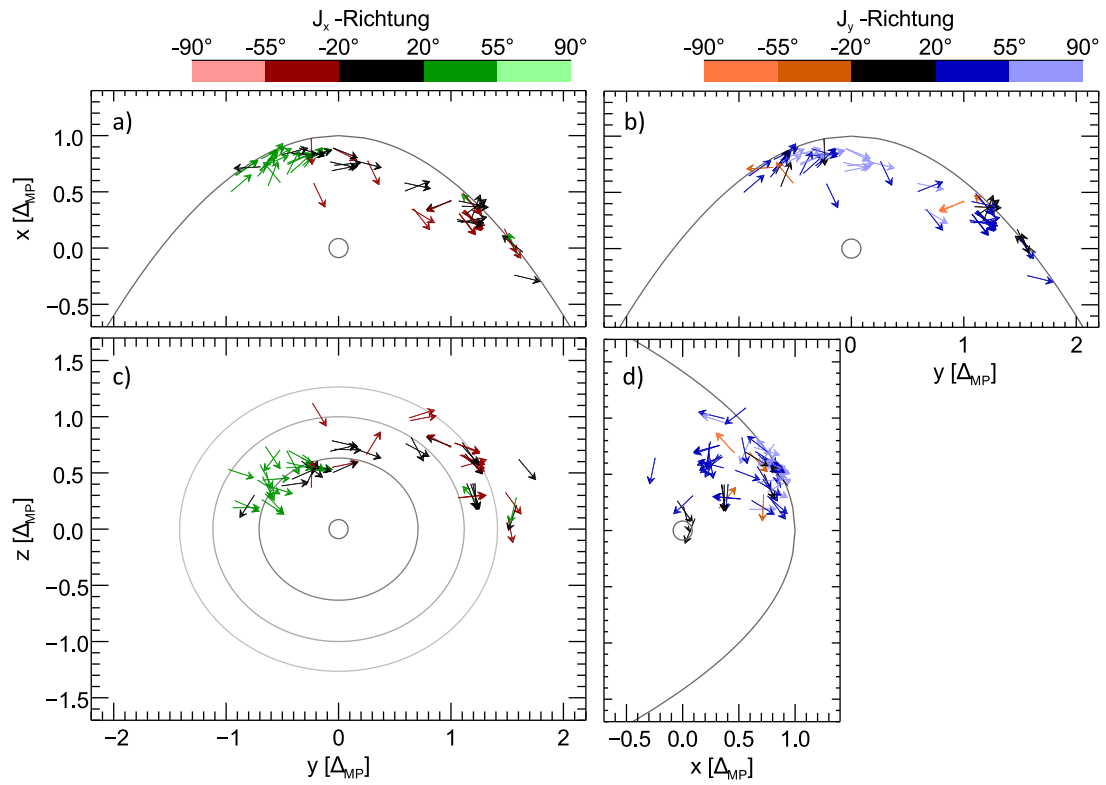


Abbildung 4.25.: Darstellung der Stromrichtungen wie in Abbildung 4.24 für die Magnetopausendurchgänge der Kategorie EL.

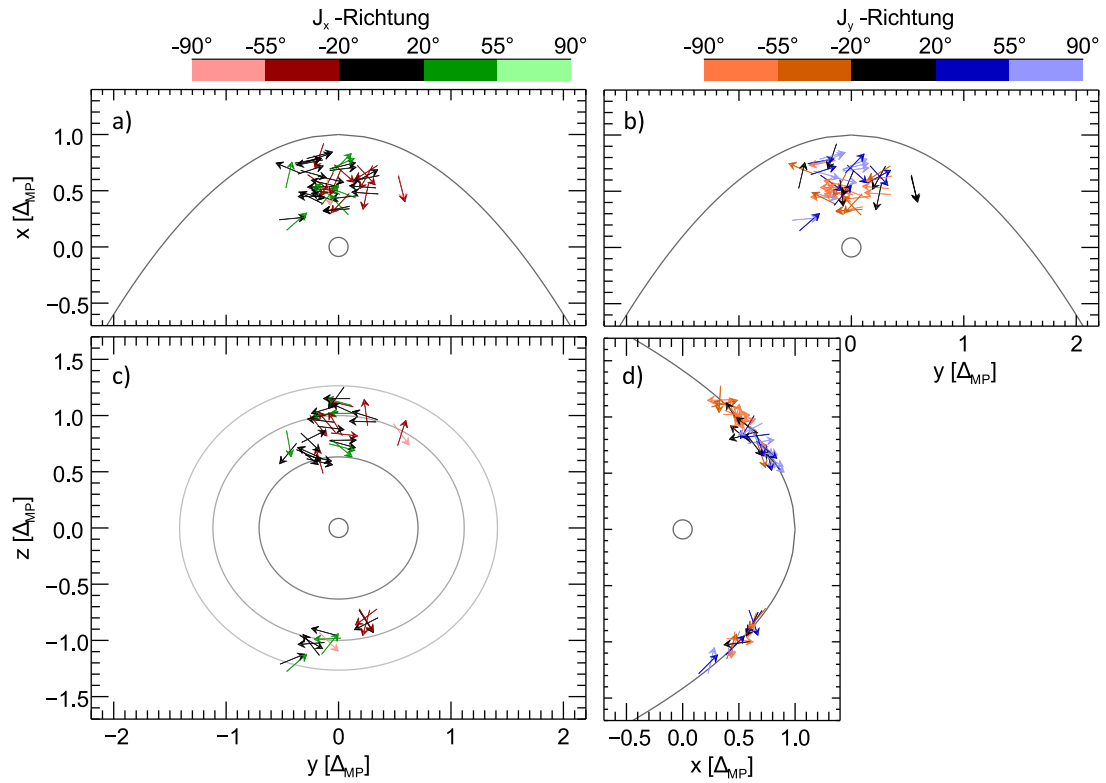


Abbildung 4.26.: Darstellung der Stromrichtungen wie in Abbildung 4.24 für die Magnetopausendurchgänge der Kategorie EL/C.

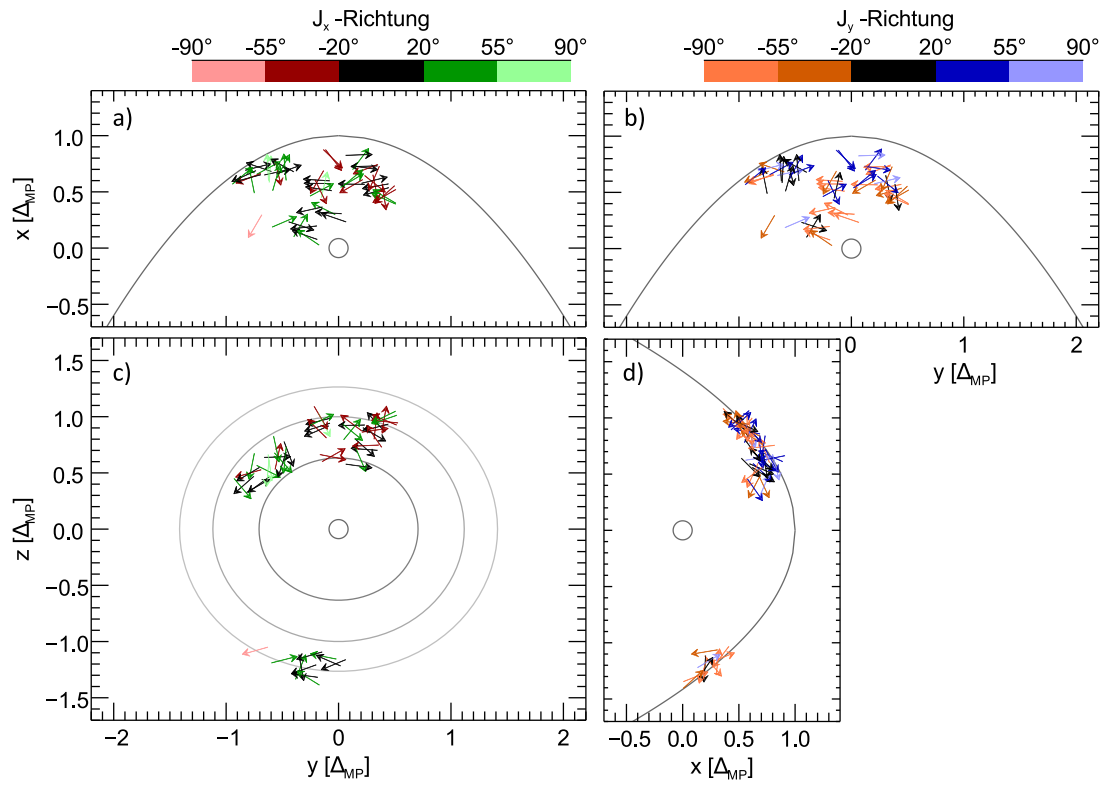


Abbildung 4.27.: Darstellung der Stromrichtungen wie in Abbildung 4.24 für die Magnetopausendurchgänge der Kategorie C.

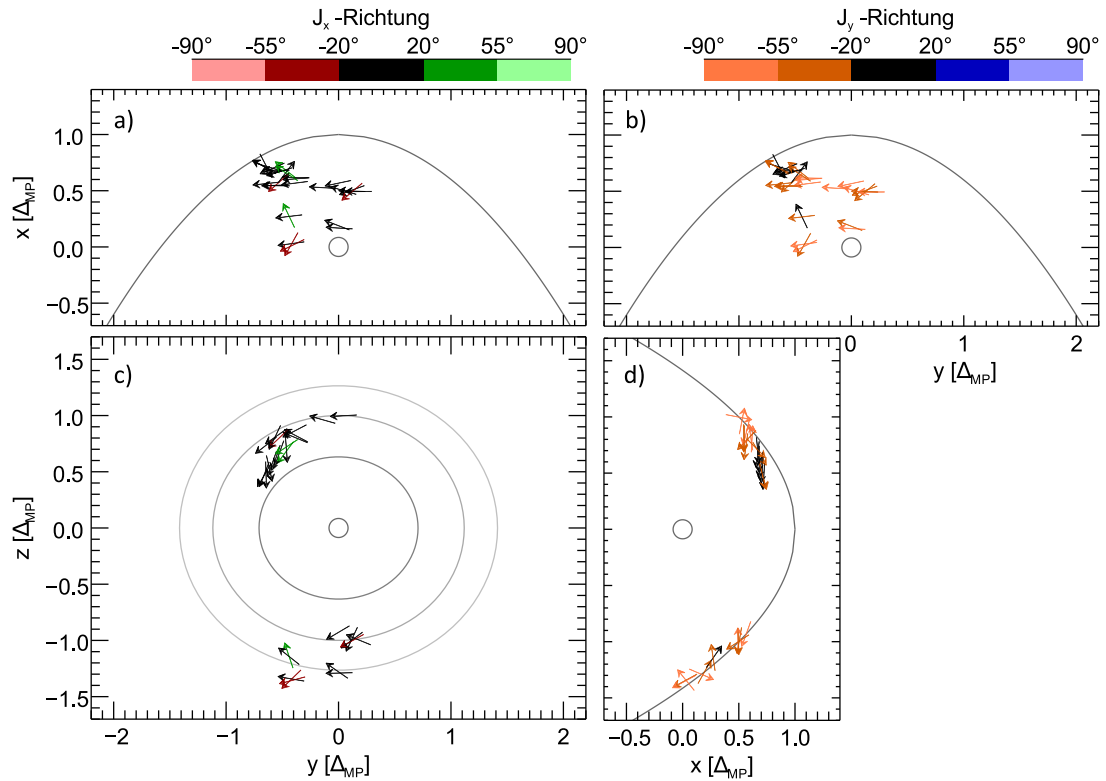


Abbildung 4.28.: Darstellung der Stromrichtungen wie in Abbildung 4.24 für die Magnetopausendurchgänge der Kategorie PM.

komponenten parallel zur Erde-Sonne-Linie sind in der PM-Kategorie häufig vergleichsweise klein. Dies und die auf der nördlichen Morgenseite negativen und auf der südlichen Morgenseite positiven z -Komponenten spiegeln erneut die Form der Magnetopause wider.

Die bereits anhand der Farbkodierung diskutierte Drehung der Stromrichtung von einer positiven J_y - zu einer negativen J_y -Komponente beim Wechsel von Regionen tagseitig zu Regionen nachtseitig der Cusp ist in den Histogrammen 4.29 im direkten Vergleich der Kategorien quantitativ dargestellt. Die Histogramme zeigen die Häufigkeit des Winkels zwischen der J_y -Komponente und der positiven y -Achse. Bei den tagseitig liegenden Kategorien LL und EL (oben) liegen die Häufigkeitsmaxima um 0° und repräsentieren Ströme, die zur Abendseite zeigen. Dieses Maximum baut sich im Diagramm der EL/C-Kategorie (mittig) ab und eine zweite Population um 180° baut sich auf. In der C-Kategorie vollzieht sich der Wechsel der Stromrichtung hin zur Morgenseite. Unter schrumpfender Variabilität der Stromrichtungen bildet sich in der PM-Kategorie ein noch deutlicheres Maximum bei ca. 210° aus. Die Abweichung dieses Maximums von 180° ist eine Folge der inhomogenen Verteilung der Messungen im Ortsraum. Die meisten Ströme der PM-Kategorie liegen auf der Morgenseite der Nordhemisphäre, in der Abbildung 4.28c im oberen linken Quadranten, und haben entsprechend der Magnetopausenform eine nach Süden zeigende z -Komponente.

Die Analyse der Stromrichtungen in den Abbildungen 4.24 bis 4.28 erfolgte anhand der mittleren Ströme. Im Anhang sind die entsprechenden Darstellungen für die maximalen Ströme aufgeführt (Abb. A.7 bis A.11). Sie unterscheiden sich nur geringfügig und ohne nennenswerte qualitative Unterschiede.

4.2.3. Stromrichtung in Abhängigkeit von der Orientierung des IMF

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Magnetopausenströme vom interplanetaren Magnetfeld werden Fünf-Minuten-Mittelwerte von OMNI-Daten¹ herangezogen. Bei dem OMNI-Datensatz handelt es sich um eine Kombination und Interpolation von Messdaten verschiedener Satellitenmissionen in Erdnähe. Die über das *OMNIWeb* zur Verfügung gestellten Magnetfeld- und Plasmadaten beinhalten eine zeitliche und räumliche Transformation zur Bugstoßwellenspitze. Wenn der Sonnenwind die Bugstoßwelle durchquert, benötigt er bis zum Erreichen der Magnetopause eine Zeitspanne, die typischerweise im Bereich einiger Minuten liegt. Sie unterliegt Variationen und ist unter anderem von der Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der Sheath sowie der in ihr zurückgelegten Strecke und damit von der Lage von Bugstoßwelle, Magnetopause sowie der Entfernung von der Stagnationsstromlinie abhängig. Zur Berücksichtigung des Zeitversatzes werden jedem Stromereignis die um fünf Minuten vorausgegangenen OMNI-Daten des Sonnenwindes zugeordnet. In 270 der untersuchten Fälle sind OMNI-Daten verfügbar.

Die Orientierung des Sonnenwindmagnetfeldes im Bezug auf das magnetosphärische Magnetfeld führt zu einer ortsabhängigen Beeinflussung der Magnetfeldscherung an der Magnetopause. Vereinfacht kann das tagseitige Erdmagnetfeld auf niedrigen Breiten als nordwärts gerichtet betrachtet werden. Ein ebenfalls nordwärtiges IMF verringert die Magnetfeldscherung an der Magnetopause. Ein südwärtiges IMF hat den gegenteiligen Effekt. Oberhalb der Cusp-Regionen, wo das Erdmagnetfeld südwärts gerichtet ist, kehrt

¹<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>

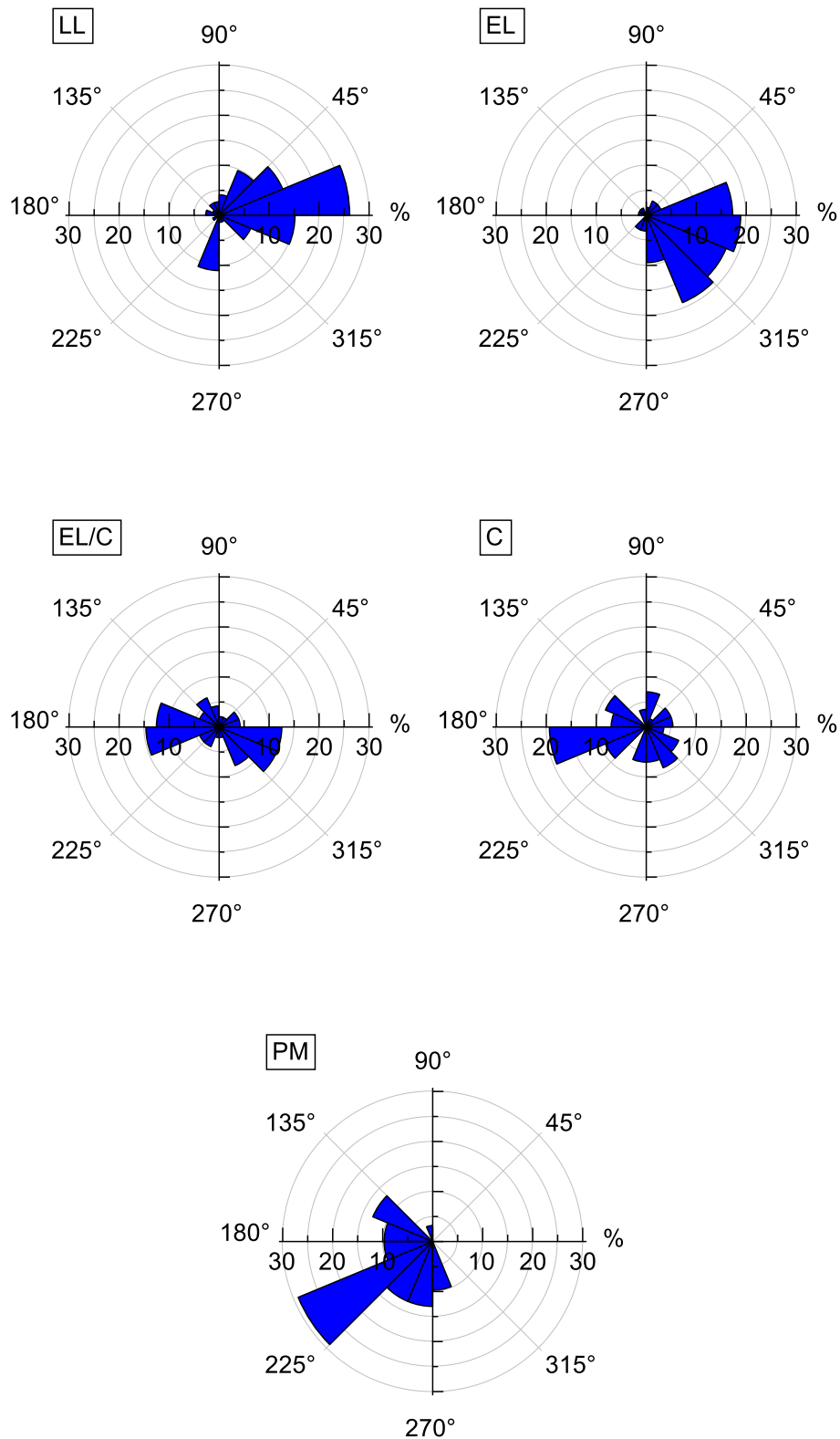


Abbildung 4.29.: Relative Häufigkeitsverteilung des Winkels zwischen der Stromrichtung J_{mittel} in der y-z-Ebene und der positiven y-Achse ($\arctan(J_z/J_y)$) im Referenzsystem. Die Kategorien LL und EL (oben) befinden sich tagseitig, die Kategorie PM (unten) nachtsseitig der Cusp (mittig, C zusammen mit EL/C).

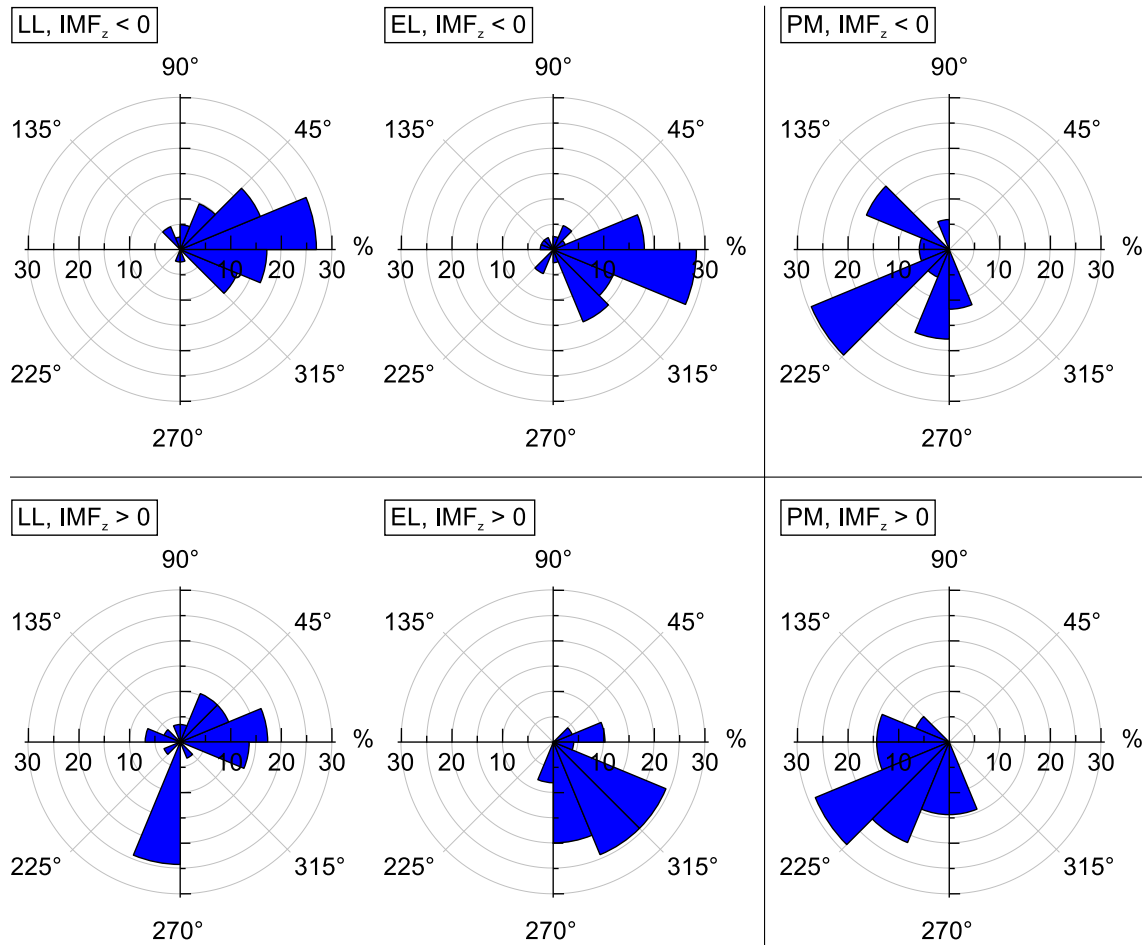


Abbildung 4.30.: Relative Häufigkeitsverteilung des Winkels zwischen der Stromrichtung J_{mittel} in der y - z -Ebene und der positiven y -Achse ($\arctan(J_z/J_y)$) im Referenzsystem der Kategorien LL (links), EL (mittig) und PM (rechts) für südwärtiges (oben) und nordwärtiges (unten) IMF.

sich die Situation um. Abbildung 4.30 zeigt erneut Histogramme der J_y -Komponenten für die Kategorien LL und EL (links und mittig), aufgeteilt in die Fälle negativer und positiver z -Komponenten des IMF. Der Einfluss schwächerer und stärkerer Magnetfeldscherung spiegelt sich in den Histogrammen wider. Im Fall des nordwärtigen IMF (unten) unterliegt die Orientierung der Ströme stärkeren Streuungen und Abweichungen von 0° , während sich bei südwärtigem Feld (oben) klarere Häufigkeitsmaxima um die Richtung der positiven y -Achse ausbilden. Entsprechend der umgekehrten Situation nachseitig der Cusp zeigt sich in der PM-Kategorie (Abbildung 4.30, rechts) genau die entgegengesetzte Situation mit einer stärkeren Variation der Stromrichtung bei südwärtigem IMF. In der Kategorie EL/C (Abbildung 4.31, links) zeigt sich bei der Orientierung der Magnetopausenströme entlang der y -Richtung keine klare Abhängigkeit von der z -Komponente des IMF. Ähnlich verhält es sich in der C-Kategorie (rechts). Hier lässt sich in beiden Fällen das Maximum bei 180° sowie eine relativ breite Variation in die anderen Richtungen erkennen.

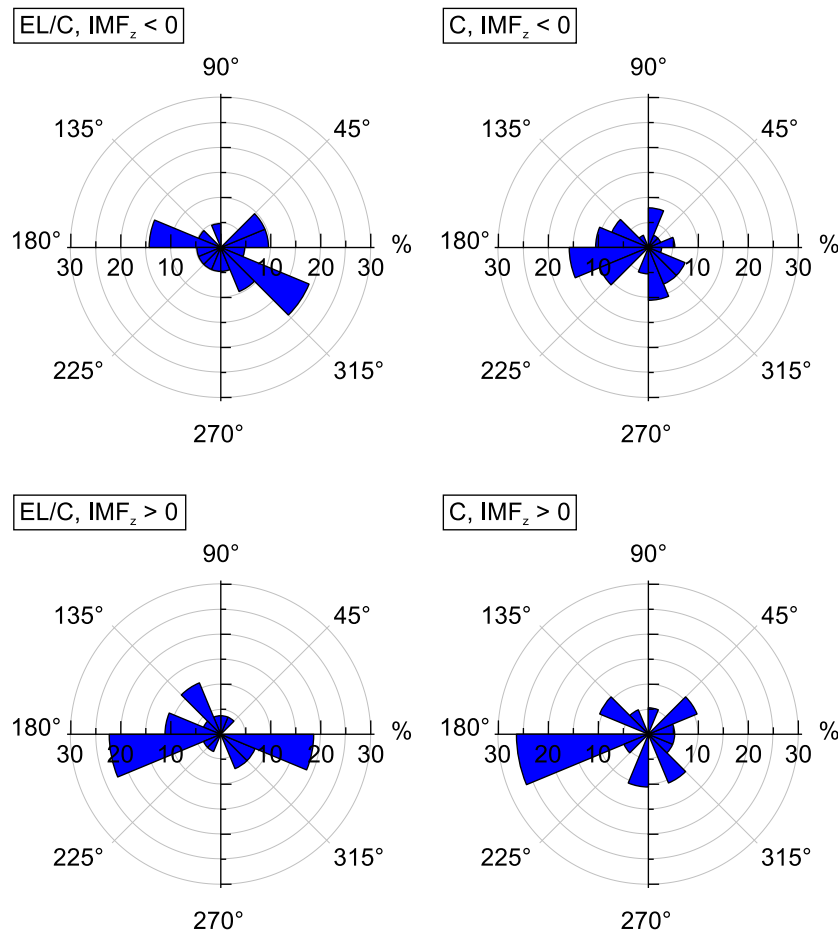


Abbildung 4.31.: Wie Abbildung 4.30 für die Kategorien EL/C (links) und C (rechts).

4.2.4. Die Stärke der Magnetopausenströme

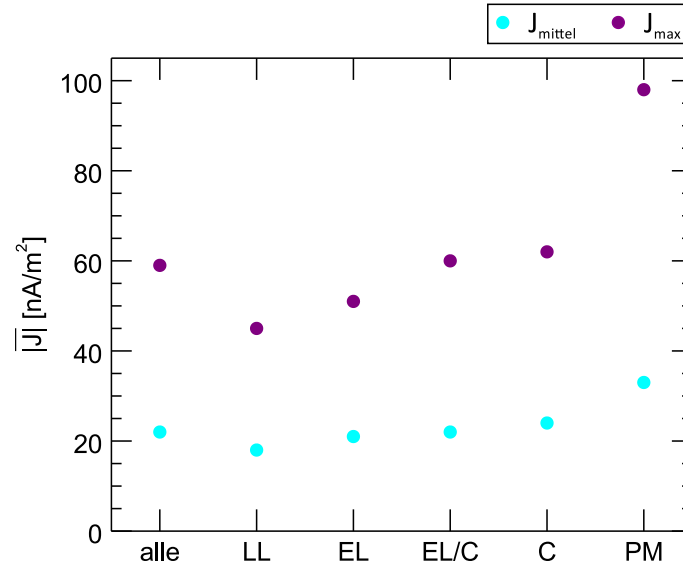
Bei der Auswertung der Strommagnituden an der Bugstoßwelle (Kapitel 4.1.6) wurde bereits darauf hingewiesen, dass die in dieser Arbeit durchgeführte Methodik signifikante Unsicherheiten bei der Bestimmung der Magnituden beinhaltet. Während das Curlometer, wie es in dieser Arbeit angewendet wird, verlässliche Aussagen über die Stromrichtungen erlaubt, ist seine Aussagekraft bei den Magnituden sehr begrenzt. Im Allgemeinen muss davon ausgegangen werden, dass die hier bestimmten Magnituden eine untere Abschätzung der tatsächlichen Stromdichten angibt. Aufgrund der starken Variabilität der bestimmten Stromdichten (vgl. z. B. Abb. 3.9 und 3.10) ist insbesondere die Beurteilung einzelner Ergebnisse für sich genommen und ohne detaillierte Analyse des entsprechenden Ereignisses nicht sinnvoll. Daher beschränkt sich dieses Kapitel erneut auf die Ausarbeitung qualitativer, statistischer Ergebnisse.

Die mittlere Stromdichte aller 273 untersuchten Magnetopausenströme beträgt 22 nA/m^2 bei J_{mittel} bzw. 59 nA/m^2 bei J_{max} . Die mittleren Stromdichten der Kategorie LL liegen mit 18 bzw. 29 nA/m^2 jeweils unter dem Durchschnitt, die der Kategorie PM mit 33 bzw. 98 nA/m^2 deutlich darüber (s. Tab. 4.6 und Abb. 4.32). Bei den Kategorien EL, EL/C und C liegen die mittleren Stromdichten nahe am Gesamtdurchschnitt.

Basierend auf 52 Magnetopausendurchgängen bestimmten Panov et al. (2008) die Strom-

Tabelle 4.6.: Mittlere Magnituden der Magnetopausenströme.

	alle	LL	EL	EL/C	C	PM
$ \mathbf{J}_{\text{mittel}} $ [nA/m ²]	22	18	21	22	24	33
$ \mathbf{J}_{\text{max}} $ [nA/m ²]	59	45	51	60	62	98

**Abbildung 4.32.:** Mittlere Magnituden der Magnetopausenströme aller Ereignisse und unterteilt in die fünf Kategorien.

ichten (entsprechend \mathbf{J}_{max}) unter der Anwendung des Curlometers auf Magnetfelddaten, nachdem diese über die Dauer einer Spinperiode von vier Sekunden gemittelt wurden. Bei ihrer Untersuchung ergab sich, dass die Stromdichten in der Region des Plasmamantels etwa doppelt so groß sind wie die an der Magnetopause niedrigerer Breiten. Dieses Ergebnis konnte in dieser Arbeit und der zugrunde liegenden größeren Statistik reproduziert werden.

Der bei Panov et al. (2008) angegebene Mittelwert aller Messungen von ca. 600 nA/m² sowie der angegebene Median von ca. 200 nA/m² erlaubt erneut eine Beurteilung des Einflusses des Mittelungsfensters auf den Betrag der bestimmten Stromdichte. Der Median der in dieser Arbeit bestimmten Magnituden von \mathbf{J}_{max} beträgt 50 nA/m². Zwischen den Mittelwerten der 4-Sekunden-gemittelten Daten (Panov) und den 32-Sekunden-gemittelten Daten zeigt sich ein Faktor von ca. 10. Beim Median verringert sich dieser auf 4. Die Annäherung von Mittelwert und Median zeigt, dass durch das größere Fenster bei der Glättung der Magnetfelddaten nicht nur die Magnituden der Ströme sinken, sondern auch ihre Verteilungsfunktion schmäler wird.

Die Häufigkeitsverteilungen der Stromdichten der in dieser Arbeit untersuchten Magnetopausenübergänge sind in den Abbildungen 4.33 und 4.34 dargestellt. Erneut sind die Kategorien LL und EL bzw. EL/C und C aufgrund ihrer ähnlichen Verteilungen in einer gemeinsamen Grafik zusammengefasst. Die Strommagnituden der mittleren Ströme $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$ nehmen über alle Kategorien hinweg vor allem Werte von bis zu 30 nA/m² an. Die Verteilung der Ströme im Bereich der Cusp (Abb. 4.33b) ist etwas flacher als die Verteilung niedrigerer Breitengrade (Abb. 4.33a). Die Häufigkeitsverteilung der Katego-

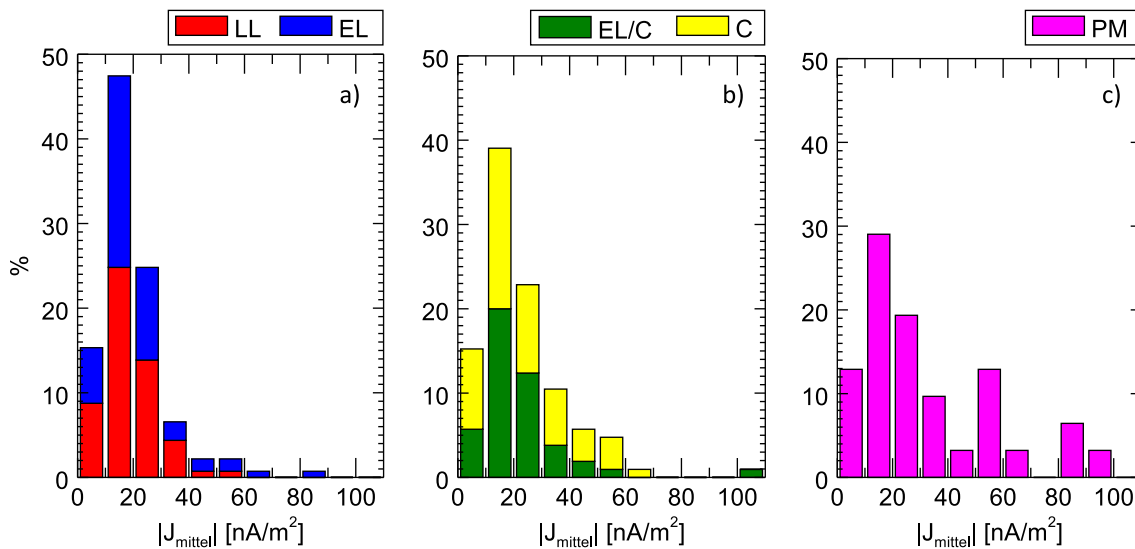


Abbildung 4.33.: Häufigkeitsverteilung der Magnituden der mittleren Ströme J_{mittel} mit einer Intervallbreite von 10 nA/m^2 . Die linke Grafik fasst die Ergebnisse der Kategorien LL und EL zusammen, die mittlere Grafik die der Kategorien EL/C und C und die rechte Grafik stellt die Verteilung für die Kategorie PM dar. Die relativen Häufigkeiten beziehen sich je Grafik auf die Gesamtzahl der Ereignisse der darin dargestellten Kategorien. Die Farbkodierung stellt die jeweiligen Anteile der einzelnen Kategorien dar.

rie PM (Abb. 4.33c) unterliegt aufgrund der mit der geringen Anzahl von 31 zugrunde liegenden Ereignissen stärkeren Fluktuationen und einer entsprechend geringeren Aussagekraft. Insgesamt lässt sich eine im Vergleich zu den anderen Kategorien breitere und flachere Verteilung erkennen, in der Stromdichten von über 30 nA/m^2 öfter vertreten sind.

Bei den Häufigkeitsverteilungen der maximalen Ströme J_{max} (Abb. 4.34) wurden die zugrunde gelegten Intervalle (*bins*) aufgrund des weiteren Bereichs verteilter Stromstärken auf 30 nA/m^2 vergrößert. Alle Kategorien zusammenfassend kann hier eine Häufung vor allem im Bereich von 30 bis 90 nA/m^2 beobachtet werden. In den Kategorien LL und EL lässt sich das Maximum zusätzlich auf den Bereich von 30 bis 60 nA/m^2 einschränken. Unter Berücksichtigung der insgesamt größeren Magnituden ähnelt der Verlauf der Häufigkeitsverteilungen der maximalen Ströme denen der mittleren Ströme. Wie bereits bei den in Tabelle 4.6 aufgeführten Mittelwerten lässt sich auch in den Verteilungen ein Faktor von ungefähr drei zwischen den Stromdichtemagnituden von J_{mittel} und J_{max} erkennen.

Dem Ampèreschen Gesetz entsprechend wächst die Stromdichte proportional zur Änderung des Magnetfeldes an der Magnetopause. Das innerhalb der Sheath angestaute interplanetare Magnetfeld erfährt eine Verstärkung auf wenige zehn Nanotesla. Neben der Magnitude des ungestörten IMF ist sein Wert auch vom Ort der Beobachtung an der Magnetopause abhängig (vgl. Abb. 2.3). Hinter der Magnetopause herrscht das tagseitig komprimierte Erdmagnetfeld vor. Typische Größen sind hier mehrere zehn bis 100 nT , womit es in der Regel größer als das Magnetfeld innerhalb der Sheath ist. Seine Magnitude am Ort der Magnetopause ist größer, je stärker die Magnetosphäre komprimiert ist. Eine höhere Strömungsgeschwindigkeit, Dichte sowie ein stärkeres Magnetfeld des an-

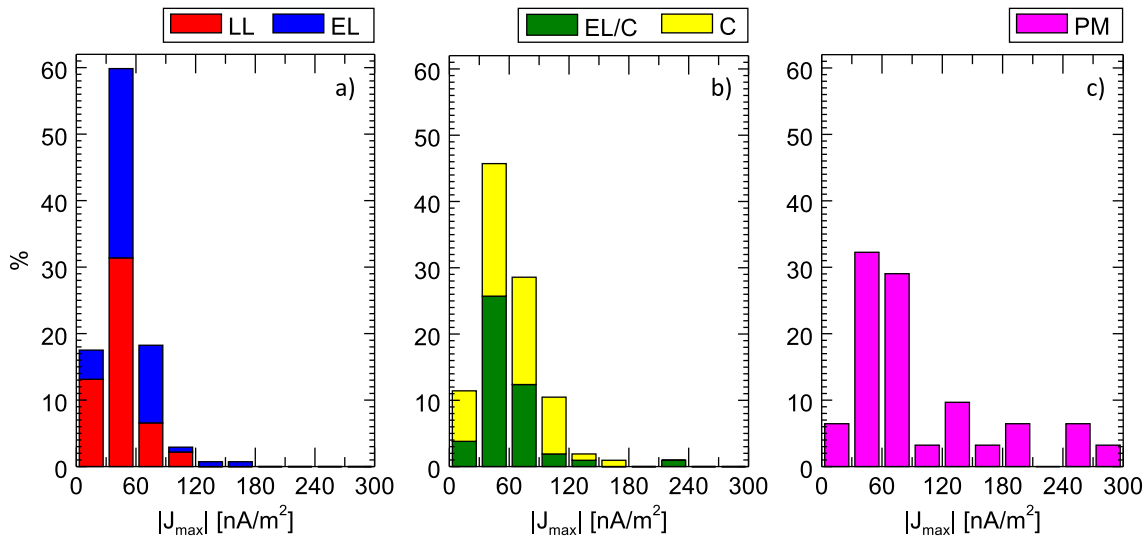


Abbildung 4.34.: Häufigkeitsverteilung der Magnituden wie in Abbildung 4.33 für die maximalen Ströme J_{\max} mit einer Intervallbreite von 30 nA/m².

strömenden Sonnenwindes bewirken eine Komprimierung der Magnetosphäre und folglich ein stärkeres magnetosphärisches Magnetfeld.

Näherungsweise gilt

$$\mu_0 J d_{\text{MP}} = \Delta B = B_{\text{MSP}} - B_{\text{Sheath}} \quad , \quad (4.4)$$

wobei d_{MP} die Schichtdicke der Magnetopause und B_{MSP} die Magnetfeldstärke der Magnetosphäre erdseitig der Magnetopause ist. Bei Beschränkung auf den Dipolanteil des Erdmagnetfeldes mit dem entsprechenden Gaußkoeffizienten g_1^0 gilt für das magnetosphärische Magnetfeld bei $r = \Delta_{\text{MP}}$ am Äquator

$$B_{\text{MSP}} \approx 2,44 g_1^0 \left(\frac{R_E}{\Delta_{\text{MP}}} \right)^3 \quad (4.5)$$

(z. B. Kivelson und Russell 1995). Unter der Vereinfachung $B_{\text{MSP}} \gg B_{\text{Sheath}}$ lässt sich Gleichung 4.4 zu

$$J = \frac{2,44 g_1^0}{\mu_0 d_{\text{MP}}} \left(\frac{R_E}{\Delta_{\text{MP}}} \right)^3 \quad (4.6)$$

umschreiben.

Abbildung 4.35 stellt die Stärke des Magnetopausenstroms als Funktion des subsolaren Magnetopausenabstandes dar. Letzterer wird für jedes Ereignis mittels der Modellmagnetopause (Kap. 3.2.2.1) bestimmt. In den Daten lässt sich den Erwartungen entsprechend eine Abnahme der Stromdichte bei größeren Magnetopausenabständen beobachten. Mithilfe einer potentiellen Regression lässt sich die Magnetopausendicke nach Gleichung 4.6 ableiten. Für die Werte der maximalen Ströme ergibt sich eine Schichtdicke von ca. 1700 km und für die mittleren Ströme von ca. 5200 km. Wie bereits im Kapitel 4.1.6 diskutiert wurde, handelt es sich hierbei aufgrund der Unterschätzung der Stromdichten um obere Abschätzungen für die Schichtdicken. Unter Einbeziehung der in Kapitel 3.1.3 abgeleiteten Korrekturfaktoren im Bereich von 2 bzw. 3,5 folgen Schichtdicken der Magnetopause von ca. 900 bis 1500 km. Dieses Ergebnis ist in Einklang mit anderen Studien,

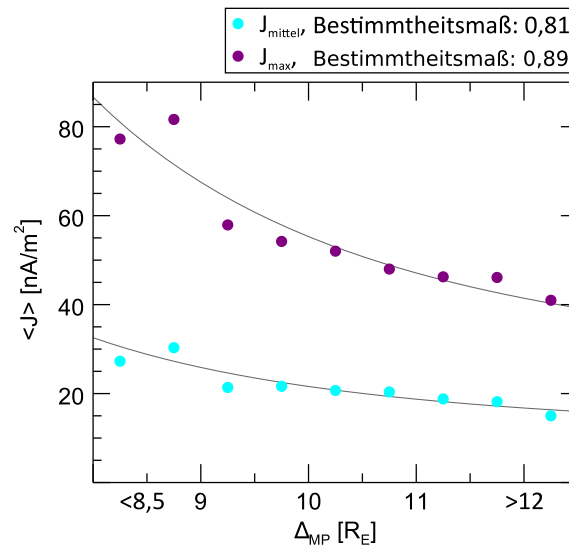


Abbildung 4.35.: Magnitude der Magnetopausenströme in Abhängigkeit des subsolaren Magnetopausenabstandes Δ_{MP} auf der Modellmagnetopause (vgl. Kap. 3.2.2.1) vor der Projektion auf die Referenzmagnetopause. Die eckige Klammer $\langle J \rangle$ bezeichnet den Mittelwert der Strommagnituden innerhalb eines Intervalls von $0,5 R_E$. Abweichend gibt der erste Datenpunkt den Mittelwert für alle Ereignisse mit $\Delta_{MP} < 8,5 R_E$ und der letzte für die Ereignisse mit $\Delta_{MP} > 12 R_E$ an.

welche die Magnetopausendicke genauer untersucht haben (z. B. Berchem und Russell 1982, Panov et al. 2008).

Wie im vorangegangenen Kapitel 4.2.3 bereits beschrieben, hat die Orientierung des Sonnenwindmagnetfeldes Einfluss auf die Magnetfeldverschönerung an der Magnetopause, was neben der Orientierung auch die Magnitude des Stroms beeinflusst. Auf niedrigen Breiten ist zu erwarten, dass ein nordwärtiges IMF mit einem schwächeren Magnetopausenstrom verknüpft ist. Ein südwärtiges IMF hat den gegenteiligen Effekt. Oberhalb der Cusp-Regionen, wo das Erdmagnetfeld südwärts gerichtet ist, kehrt sich die Situation um. Die Abbildung 4.36 zeigt Mittelwerte der y-Komponenten des Magnetopausenstrom für die Kategorien LL und EL bzw. PM in Abhängigkeit von der IMF_z -Komponente.

Die Berechnung der Mittelwerte $\langle J_z \rangle$ erfolgt für Intervalle des Magnetfeldes der Größe von 1 nT. Die Spannweite der auftretenden Werte von IMF_z reicht von -8,8 bis 8,6 nT. In dem in der Abbildung ausgewerteten Kernbereich von -5 bis 2 nT bei den Strömen niedriger Breiten stehen in jedem Intervall mindestens zehn Ereignisse für die Mittelwertberechnung zur Verfügung. Bei wachsender IMF_z -Komponente zeigt sich, der theoretischen Erwartung entsprechend, sowohl für J_{mittel} als auch für J_{max} eine deutliche Abnahme der J_y -Komponente.

Da die Kategorie PM insgesamt nur 31 Ereignisse beinhaltet, wurde hier das Intervall zu Mittelwertbildung auf 3 nT erhöht. Im Bereich von -9 bis 3 nT stehen in den vier resultierenden Intervallen somit noch 4, 8, 5 und 8 Ereignisse zur Verfügung. Das negative Vorzeichen von J_y spiegelt den Stromfluss in Richtung der Abendseite wider. Der Zusammenhang zwischen der Stromstärke in y-Richtung und der IMF_z -Komponente zeigt sich hier nicht so deutlich wie im Fall niedriger Breiten. Zusätzlich beschränkt die kleine Anzahl der zur Verfügung stehenden Daten die Aussagekraft des Ergebnisses. Die vier

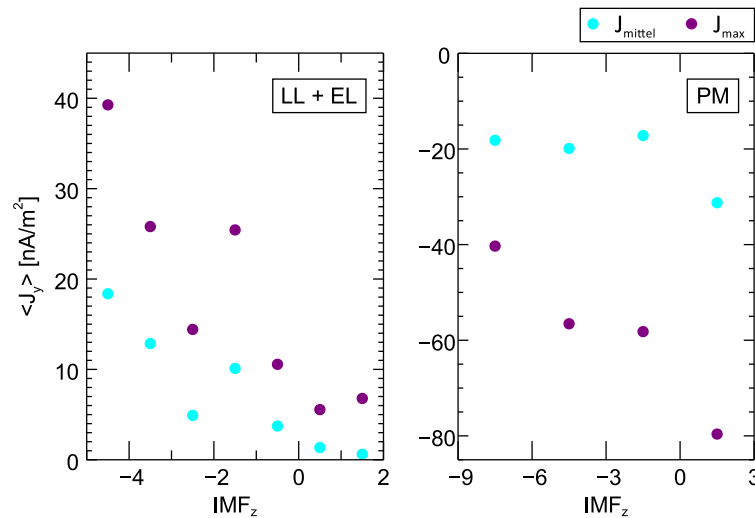


Abbildung 4.36.: Magnitude der J_y -Komponente in Abhängigkeit von der IMF_z -Komponente. Die Intervallgröße zur Mittelwertbildung beträgt 1 nT (links) und 3 nT (rechts).

dargestellten Datenpunkte spiegeln dennoch schwach den theoretisch erwarteten Zusammenhang wider.

4.2.5. Die Lage des Stroms relativ zur Plasmaumgebung

Bei der Identifikation der Ströme in den Curlometerergebnissen kann an der Magnetopause beobachtet werden, dass nicht jedes Stromereignis genau mit den Änderungen der Plasmaparameter übereinstimmt. Abbildung 4.37 zeigt das Beispiel eines Übergangs niedriger Breiten vom 14. März 2002. In der Dichte, Strömungsgeschwindigkeit und Temperatur zeigt sich der Übergang vom magnetosphärischen Plasma in das Sheathplasma zwischen 0:18 und 0:42 UT, sowie eine Berührung der Übergangsregion zwischen 1:05 und 1:14 UT. Die prägnanteste Stromsignatur ist in der Grafik rot markiert und findet sich zwischen 0:22 und 0:27 UT. Sie ist deutlich von der äußeren Kante der Übergangsregion (0:42 UT) abgesondert. Die zweite Berührung der Übergangsregion ist mit keinem signifikanten Strom verbunden. Dieses Beispiel zeigt einen etwas nach innen versetzten Strom bei einem Übergang der LL-Kategorie. Ähnlich können Stromsignaturen beobachtet werden, welche nach außen versetzt sind. Die Curlometerergebnisse zeigen in diesen Fällen eine Stromsignatur, die räumlich den ersten Änderungen in den Plasmadaten vorausgehen.

Für eine Analyse der Lage der Ströme im Bezug auf das umgebende Plasma werden die vier in Abbildung 4.38 skizzierten Fälle unterschieden: A) Die Stromsignatur beginnt und endet vor der Übergangsregion. B) Die Stromsignatur überspannt den Beginn der Übergangsregion. C) Der Strom setzt innerhalb der Übergangsregion ein, liegt dabei aber noch in der Nähe ihres Beginns. D) Der beobachtete Strom innerhalb der Übergangsregion befindet sich deutlich von ihrer äußeren Kante entfernt.

Die Fälle A, B und C beschreiben ähnliche Situationen, in denen der Strom in verschiedener Lage nahe dem Einsetzen der Plasmaänderungen auftritt. Die Unterteilung unterliegt in ihren Grenzbereichen Unsicherheiten aufgrund der räumlichen und zeitlichen Mittelwertbildungen, welche durch die Curlometer-Methode in die Ergebnisse einfließen. Der Fall D deckt hingegen Situationen deutlich separierter Stromsignaturen ab. Ereignisse

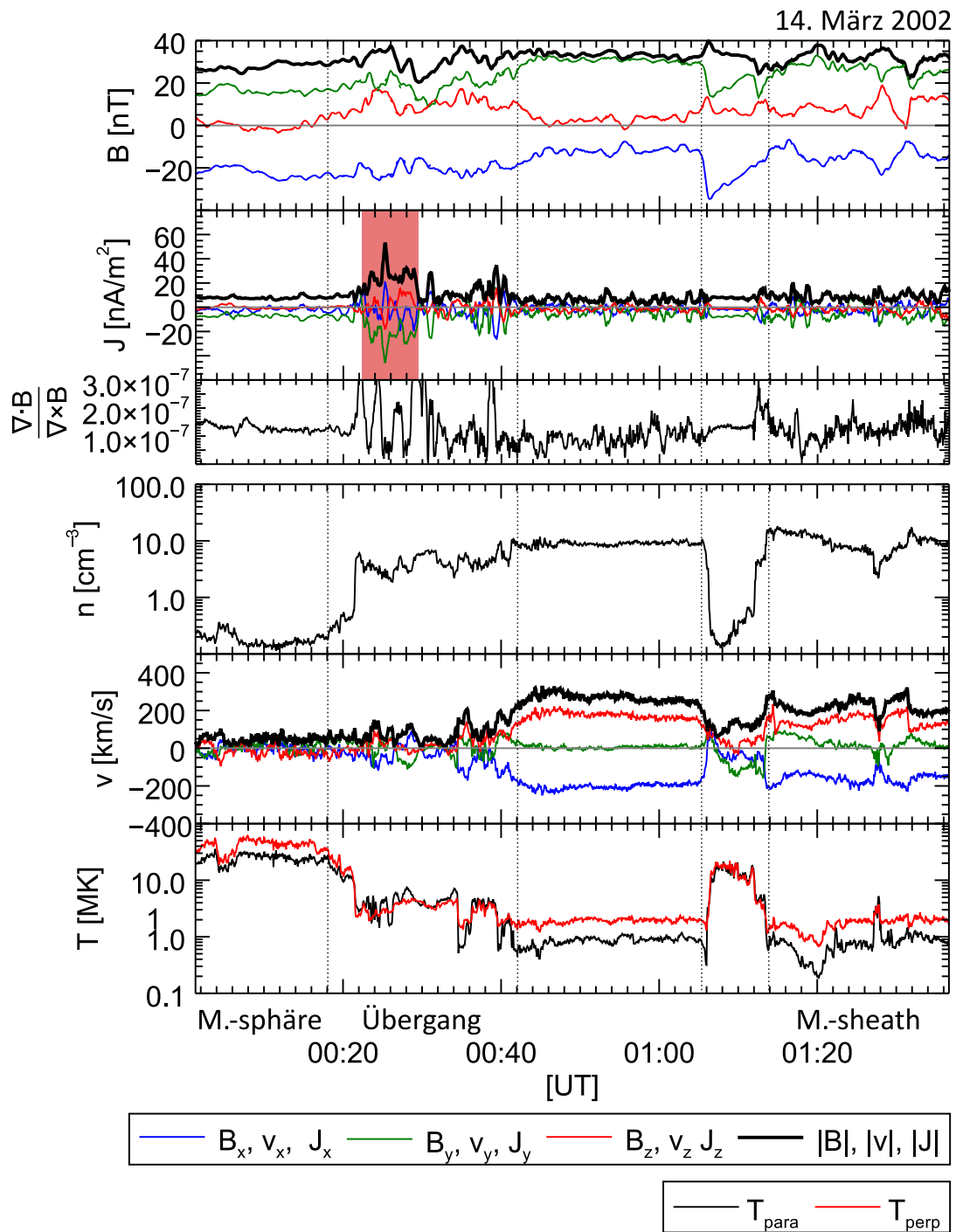


Abbildung 4.37.: Magenotpausenübergang niedriger Breite am 14. März 2002. Das signifikanteste Stromereignis ist rot markiert und liegt innerhalb der ersten Übergangsregion mit ca. 15 Minuten Abstand zu deren Außenkante bei 0:42 UT.

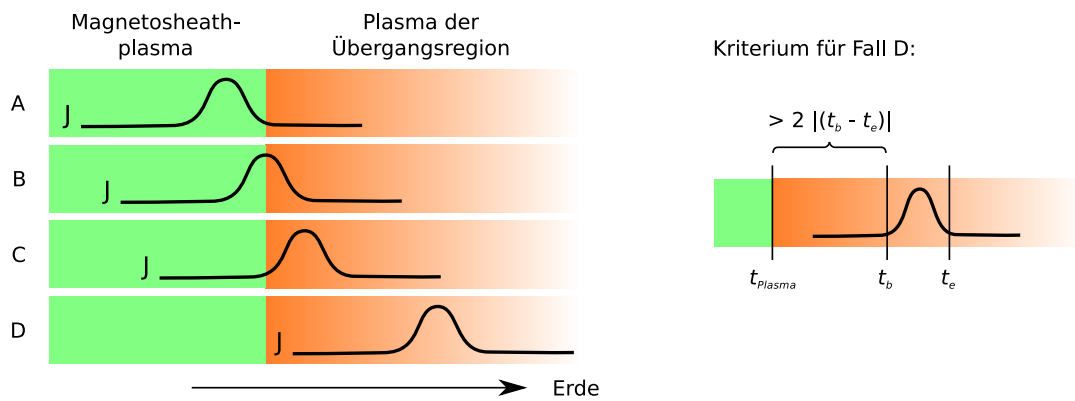


Abbildung 4.38.: Skizze zur Fallunterscheidung der Lage der Magnetopausenströme im Bezug auf das umgebende Plasma (nach Liebert et al. 2017).

werden diesem Fall zugeordnet, wenn der zeitliche Abstand zwischen Beginn der Plasmaänderungen und dem Beginn des Stroms mindestens das Doppelte der (zeitlichen) Breite der betroffenen Stromsignatur beträgt (s. Abb. 4.38 rechts).

Die Häufigkeitsverteilung der Fälle ist in Grafik 4.39 dargestellt. An der Magnetopause niedriger Breiten (LL und EL, Abb. 4.39a) liegen die Ströme bei über 90 % der Ereignisse in der direkten Nähe zur äußeren Grenze der Übergangsregion. Nur knapp 8 % der Ereignisse sind Fall D zugeordnet. Eine vergleichbar kleine Gruppe von Strömen wird direkt vor der Übergangsregion beobachtet (Fall A). Der bei Weitem überwiegende Anteil der Ströme tagseitig der Cusp liegt zeitgleich oder kurz hinter dem Eintritt in die Übergangsregion (Fälle B und C).

In einem deutlichen Kontrast dazu liegen 65 % der ausgewerteten Ströme im Bereich der Cusps (EL/C und C, Abb. 4.39b) tiefer innerhalb der Übergangsregion und sind dem Fall D zugeordnet. Früh einsetzende Ströme der Fälle A und B machen hier zusammengefasst nur 11 % der betrachteten Ströme aus. Eine mögliche Interpretation der an der Cusp spät bzw. tief beobachteten Ströme ist, dass sich in dieser Region aufgrund der vorherr-

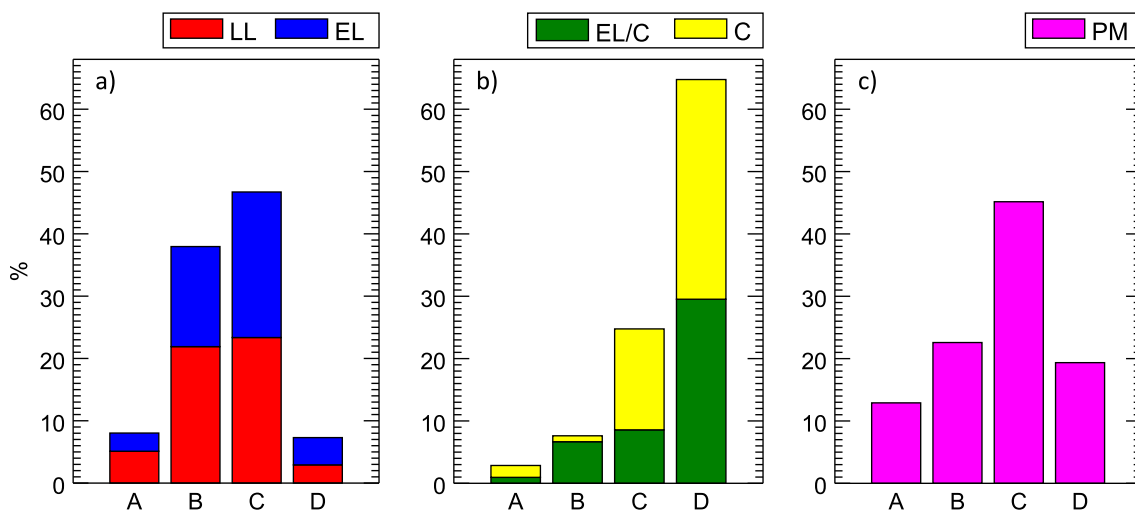


Abbildung 4.39.: Häufigkeit der beobachteten Lage der Magnetopausenströme entsprechend der Skizze 4.38.

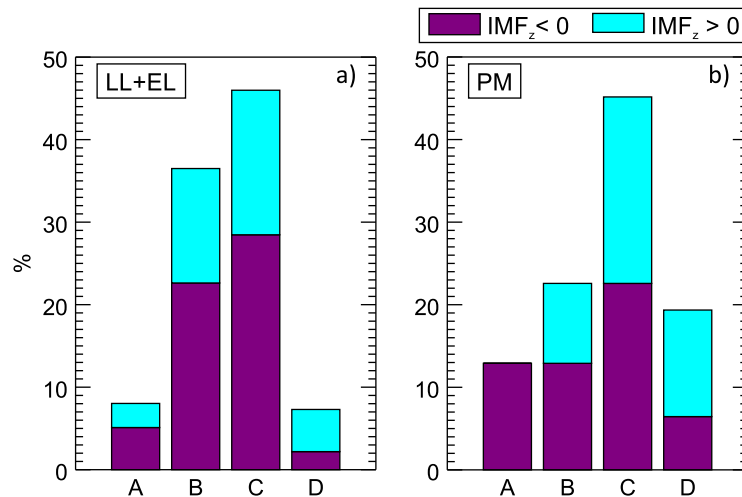


Abbildung 4.40.: Lage der Magnetopausenströme der Kategorien LL und EL (links) und PM (rechts) wie in Abb. 4.39. Die abweichende Farbkodierung gibt den jeweiligen Anteil an Ereignissen bei süd- und nordwärtigem IMF an.

schenden Turbulenzen und Fluktuationen im äußeren Bereich noch keine dominierende, stromführende Grenzschicht ausbildet.

In den Übergängen am Plasmamantel (Abb. 4.39c) ist der Fall D mit 20 % regelmäßig, aber nun wieder seltener vertreten. Hier werden die relativ häufigsten Ströme des Falls A beobachtet, wobei sie weiterhin den kleinsten Anteil mit 13 % darstellen. Ähnlich der Situation an der niedrigen Magnetopause überwiegen am Plasmamantel die Ströme, die zeitgleich oder kurz hinter der äußeren Grenze der Übergangsregion liegen.

Es wäre denkbar, dass die Orientierung des IMF in den Kategorien LL, EL und PM einen Einfluss auf die Lage der Ströme hat. Die beiden entsprechenden Histogramme sind in Abbildung 4.40 erneut dargestellt. Die Farbkodierung gibt darin nun den Anteil der Ereignisse mit südwärtsigem bzw. nordwärtsigem IMF an.

An der niedrigen Magnetopause (LL und EL, Abb. 4.40a) stellen sich in dieser Aufteilung die Fälle A, B und C vergleichbar dar. Sowohl ein süd- als auch nordwärtsiges IMF sind regelmäßig vertreten, wobei das südwärtsige häufiger vorkommt. Im Fall D, den klar separierten Strömen, überwiegt hingegen das nordwärts orientierte IMF, welches die Verschönerung des Magnetfeldes an der niedrigen Magnetopause verringert. Auch wenn sich im Fall D das Verhältnis der beiden Orientierungen klar ändert und das nordwärtsige IMF überwiegt, folgt umgekehrt nicht, dass ein nordwärtsiges Magnetfeld die Wahrscheinlichkeit für einen nach innen versetzten Strom nennenswert erhöht. Ein Zusammenhang zwischen dem Fall D und dem nordwärtsigen Magnetfeld könnte möglich sein, eine sichere Aussage kann basierend auf diesen Ergebnissen jedoch nicht getroffen werden.

Ähnlich verhält es sich im Fall der Ströme an Plasmamantelübergängen (Abb. 4.40 rechts). Eine verringerte Verschönerung tritt am Plasmamantel im Fall des südwärtsigen Magnetfeldes auf. Es zeigt sich, dass im Fall A nur diese Orientierung vertreten ist. Der relative Anteil des südwärtsigen IMF nimmt im Verlauf der Kategorien B, C und D sukzessive ab. Erneut wäre eine Abhängigkeit der Lage des Stroms von der Orientierung des IMF denkbar. Jedoch würden sich bei dieser Interpretation die Ergebnisse der niedrigen und der hohen Magnetopause widersprechen, da die Ströme bei verringerter Verschönerung

in einem Fall später und im anderen Fall früher beobachtet werden. Zusammenfassend lässt sich für die Lage der Ströme der hier untersuchten Ereignisse folglich keine klare Abhängigkeit von der Orientierung des IMF schlussfolgern.

5 Zusammenfassende Diskussion

In den vorangegangenen Kapiteln dieser Arbeit wurden die Stromdichtevektoren von knapp 650 Bugstoßwellen- und Magnetopausendurchgängen an der Erde statistisch ausgewertet. Alle Stromdichten wurden mithilfe der Curlometer-Methode bestimmt, welche auf Messdaten der Cluster-Mission angewendet wurde. An der Magnetopause ist diese Arbeit die erste große statistische Untersuchung dieser Art. An der Bugstoßwelle erfolgte eine ähnliche Studie durch Hamrin et al. (2017) anhand von MMS-Daten. Zu dieser stellen die hier gewonnenen Ergebnisse eine Erweiterung der Datenbasis sowie eine Vergleichsmöglichkeit dar.

5.1. Methodik

Das Curlometer wurde im Vorfeld der Cluster-Mission speziell für den damals neuen Charakter dieser Multisatellitenmission entwickelt und ist eine Methode, welche die direkte Abschätzung lokaler Stromdichten anhand dreidimensional gewonnener Magnetfelddaten erlaubt. Damit sondert sie sich von anderen Methoden ab, welche anhand von Einzel- oder Dual-Satellitenmessungen zusätzliche Annahmen oder Abschätzungen, beispielsweise die einer Schichtdicke, für die Bestimmung lokaler Stromdichten benötigen. Trotz dieses großen Vorteils unterliegt auch die Curlometer-Methode Ungenauigkeiten aufgrund von vereinfachenden Annahmen und von Störeinflüssen. Wie im Lauf dieser Arbeit gezeigt wurde, ist dabei besonders der Einfluss des zeitlichen Verhaltens der Ausgangsdaten sowie die nötige Vorverarbeitung der Daten inklusive der Wahl einer sinnvollen und geeigneten Datenauflösung zu nennen. Was dabei sinnvoll und geeignet ist, richtet sich insbesondere danach, wie die Analyse im Rahmen einer Untersuchung erfolgen soll (Dunlop et al. 2002b). Die Wahl der Datenauflösung stellt in erster Linie einen Kompromiss dar. Eine niedrigere Auflösung verringert einerseits den Einfluss kleiner räumlicher und zeitlicher Fehlerquellen, und damit möglicherweise verbundenen Verletzungen der Curlometer-Annahmen, andererseits vergrößert sie die Wahrscheinlichkeit, fälschlich Einflüsse von Regionen miteinzubeziehen, die räumlich nicht mehr zur untersuchten Struktur gehören. In dieser Arbeit fiel die Entscheidung mit dem Fokus auf die sichere Identifikation von signifikanten Stromsignaturen derart aus, dass die Magnetfelddaten von Cluster einer gleitenden Mittelwertbildung mit einer Fensterbreite von 32 s unterzogen wurden. Dies entspricht einer effektiven Auflösung von 31 mHz. Im Vergleich dazu wurden in anderen Anwendungen des Curlometers beispielsweise Auflösungen zwischen 16 Hz (Hamrin et al. 2017) und 3 mHz (Dunlop et al. 2002b) verwendet.

Bei der Untersuchung des Einflusses der zeitlichen Glättung auf die Curlometerergebnisse zeigte sich, dass sich die Orientierung der Stromdichtevektoren unter verschiedenen

Größen des Fensters zur Mittelwertbildung recht stabil verhalten. Ihre Variationen lagen in der gleichen Größenordnung wie jene Schwankungen, welche durch die Curlometer-Methode an sich, die darin enthaltenen Näherungen, die Geometrie des Tetraeders und seine relative Lage in der Plasmaumgebung hervorgerufen werden. Insgesamt kann von einer Winkelgenauigkeit von ungefähr 10° ausgegangen werden (vgl. Kap. 3.1.3). Anders verhält es sich beim Einfluss der Mittelwertbildung auf die Absolutbeträge der Stromdichten. Je nach Methode der Auswertung der Ströme müssen hier Korrekturfaktoren im ganzzahligen Bereich von ca. 2 bis 5 berücksichtigt werden. Insbesondere erwiesen sich die Absolutbeträge auch bei sich kurz hintereinander wiederholenden und scheinbar vergleichbaren Grenzschnittübergängen als instabil.

Nach Anwendung des Curlometers und der Identifikation von Stromsignaturen wurden in dieser Arbeit drei unterschiedlich definierte Stromvektoren für jedes Ereignis bestimmt: 1) Der maximale Strom \mathbf{J}_{\max} am Ort der größten Magnitude, 2) der mittlere Strom $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$, welcher anhand komponentenweiser Mittelwertbildung über das gesamte Stromereignis hinweg bestimmt wurde, sowie 3) der Vektor \mathbf{e}_{MVAJ} , welcher mittels Minimum-Varianz-Analyse der Curlometerergebnisse die Richtung maximaler Varianz und somit die Stromrichtung repräsentiert. Der letzte der drei aufgeführten Vektoren enthält aufgrund der Eigenschaften der Minimum-Varianz-Analyse keine Informationen über die Strommagnitude und seine Orientierung.

In den verschiedenen Unterabschnitten der Analysen wurden die Ergebnisse der drei unterschiedlich bestimmten Stromvektoren wiederholt miteinander verglichen. Übergreifend konnte festgestellt werden, dass in Einzelfällen teilweise sehr große Abweichungen vorhanden sind. Bei der Bestimmung der Winkeldifferenzen zwischen den drei Vektoren wurden zu geringen Anteilen Unterschiede von fast 90° beobachtet. Die Ursache für das Auftreten solcher Unterschiede zwischen den Stromvektoren wurden in dieser Arbeit nicht speziell untersucht. Vor dem Hintergrund der hier durchgeführten Anwendung der Curlometer-Methode, welche ohne Anpassung der Methodik an jedes Einzelereignis auf alle Datensätze in einer generalisierten Form (zu nennen sind beispielsweise die Fenstergröße der Mittelwertbildung, Kriterium des Qualitätsfaktors) angewendet wurde, ist jedoch grundsätzlich damit zu rechnen, dass ein kleiner Anteil der Ergebnisse eine hohe Ungenauigkeit besitzt. In solchen Fällen ist auch eine Übereinstimmung der drei Stromvektoren unwahrscheinlich.

Im Verlauf der Auswertungen konnten darüber hinaus Beobachtungen gemacht werden, welche einen zusätzlichen Hinweis auf mögliche Ursachen für die teilweise größeren Winkeldifferenzen zwischen den drei Strömen geben: An der Bugstoßwelle ist der relative Anteil an signifikanten Abweichungen bei der quasi-parallelen Situation am größten. Im Fall der Magnetopause kommen die meisten Abweichungen im Bereich der Cusprogen (in den Kategorien EL/C und C) vor. Beide Fälle zeichnen sich durch vergleichsweise turbulente Situationen aus. Dies spiegelte sich in den Magnetfelddaten sowie in den Curlometerergebnissen wider. Eine hohe Variabilität in den Magnetfelddaten erhöht die Fehlerwahrscheinlichkeit der Curlometerergebnisse (Verletzung der Annahmen, Einfluss hochfrequenter Variationen). Die in diesen Fällen ebenfalls vorhandene hohe Variabilität in den Curlometerergebnissen sowie in den Plasmapdaten erhöht wiederum auch die Wahrscheinlichkeit für Fehler bei der Identifikation der einzelnen Stromereignisse. Alle diese Einflüsse begünstigen schließlich, dass in Einzelfällen die drei bestimmten Stromvektoren fehlerbehaftet sind und sie sich deutlich voneinander unterscheiden.

Diesen wenigen Fällen steht ein dominierender Anteil an Ereignissen gegenüber, in denen die Ergebnisse der drei Stromrichtungen gut miteinander übereinstimmen und sich somit gegenseitig bekräftigen. In über der Hälfte aller Fälle ist die Winkeldifferenz zwischen ihnen kleiner als 20° (vgl. z. B. Abb. 4.6). Auch bei den Auswertungen, welche nicht den direkten Vergleich der drei Stromvektoren je Ereignis im Fokus hatten (beispielsweise die globalen Betrachtungen der Ströme in den Kapiteln 4.1.4 und 4.2.2), stellte sich bei parallelem Vorgehen heraus, dass die qualitativen Aussagen der Ergebnisse von der Wahl des bestimmten Stroms unabhängig sind. Im Rahmen der großen Statistik lässt sich folgern, dass die wenigen Ausreißer, in denen sich die drei Stromtypen sehr stark voneinander unterscheiden, nicht von bedeutendem Gewicht sind.

Einen weiteren Schritt im Vorfeld der Datenauswertung stellt die Überführung in die Referenzsysteme dar. Sie besteht zum einen aus einer radialen Projektion, um der variierenden Größe bzw. Entfernung von Bugstoßwelle und Magnetopause Rechnung zu tragen, zum anderen um eine Drehung des Koordinatensystems. Im Rahmen der Projektion wurden eine Referenzbugstoßwelle und eine Referenzmagnetopause basierend auf einer parabolischen Näherung beider Flächen eingeführt. Dieser Ansatz bietet den besonderen Vorteil, dass die radiale Projektion von Ortsvektoren unter Erhaltung der Normalenrichtungen erfolgt. Die Drehung der Referenzsysteme stellt in beiden Fällen eine Drehung um die x -Achse des GSE-Systems dar. An der Bugstoßwelle wurden die Drehwinkel für jedes Ereignis so bestimmt, dass das IMF im Referenzsystem eine verschwindende y -Komponente hat. Bei der Magnetopause handelt es sich bei der Drehung um die bekannte Transformation in das GSM-System, bei der die y -Komponente des Erddipols verschwindet.

Die Wahl dieser Referenzsysteme begründet sich darin, dass in beiden Situationen die Richtungen des IMF bzw. des Erdmagnetfeldes einen wichtigen Einfluss auf die Orientierung der fließenden Ströme darstellen. In vereinfachten Betrachtungen diktieren sie die senkrecht zum Magnetfeld und senkrecht zur Flächennormale verlaufende Stromrichtung der Bugstoßwellen- und Magnetopausenströme. Bei den globalen Darstellungen der Ströme (Kap. 4.1.4 und 4.2.2) entstand durch die Transformationen eine Sortierung und Ausrichtung der Stromvektoren, die deren kollektives Verhalten im Bezug auf die Magnetfeldrichtungen anschaulich und leicht zugänglich darstellten. (z. B. Abb. 4.12).

Mit der Einführung der Referenzebenen kam die Normalenrichtung \mathbf{n}_{RBS} bzw. \mathbf{n}_{RMP} als mögliche Bezugsrichtung hinzu, welche basierend auf ihrer Herkunft eine globale Näherung von erwarteten Orientierungen darstellt. Ihr gegenüber steht die Normalenrichtung \mathbf{n}_{MVAB} , welche lokal und ereignisindividuell mittels Minimum-Varianz-Analyse bestimmt wurde. Neben der klassischerweise vorkommenden Anwendung der MVA auf Magnetfelddaten wurde hier auch die Anwendung auf die Curlometerergebnisse durchgeführt, wie es ursprünglich von Haaland et al. (2004) vorgeschlagen wurde. Im Zuge der anschließend ausgewerteten statistischen Vergleiche zwischen MVAB und MVAJ zeigten sich teilweise sehr große Abweichungen in den Ergebnissen. Während die Verteilung der Winkeldifferenzen zwischen den Richtungen maximaler und mittlerer Varianz, den theoretischen Erwartungen entsprechend, klare Häufungen bei 90° aufwiesen, zeigten sich bei den Richtungen minimaler Varianz, welche den Normalenrichtungen entsprechen, entgegen der Theorie eine fast flache Verteilung, welche keine Häufung bei kleinen Winkeln erkennen ließ (vgl. Abb. 4.3). Weitere Betrachtungen der drei unterschiedlich bestimmten Normalenrichtungen im Verlauf von Kapitel 4.1.1 wiesen darauf hin, dass die Rich-

tung \mathbf{n}_{MVAJ} vermutlich die höchste Ungenauigkeit beinhaltet. Im Rahmen dieser Arbeit ist dies jedoch nur eine Spekulation, die Raum für künftige Untersuchungen offen lässt. Neben dem Ursprung wäre insbesondere auch eine mögliche Interpretation der Unterschiede zwischen den zwei Ergebnissen von MVAB und MVAJ von Interesse.

Im weiteren Verlauf der Arbeit wurde auf die Nutzung von \mathbf{n}_{MVAJ} verzichtet. Neben der Repräsentation der Geometrie von Bugstoßwelle und Magnetopause eröffnete die Normalenrichtung im Fall der Bugstoßwelle zusätzlich die Möglichkeit der Kategorisierung von Ereignissen. Da sich die Situationen an quasi-senkrechten und quasi-parallelen Stoßwellen deutlich voneinander unterschieden, ist eine entsprechend getrennte Auswertung der Ereignisse sinnvoll. Um enthaltene Ungenauigkeiten in den Richtungen \mathbf{n}_{RBS} und \mathbf{n}_{MVAB} zu berücksichtigen, wurde abweichend von der sonst häufig genutzten Trennung bei 45° zusätzlich eine dazwischenliegende Kategorie (in dieser Arbeit als schräge Bugstoßwelle bezeichnet) im Bereich von 35° und 55° eingeführt. Sowohl die Einteilung nach \mathbf{n}_{RBS} als auch nach \mathbf{n}_{MVAB} erbrachte ähnliche Aufteilungen der Ereignisse. Ca. 10 % der untersuchten Ereignisse gehören der quasi-parallelen Stoßwelle, ca. 30 % der schrägen und ca. 60 % der quasi-senkrechten an.

Angesichts dieser Aufteilung stellt sich die Frage nach der Ursache für den geringen Anteil an quasi-parallelen Stoßwellen. Die Richtung des IMF im Raum ist in den 369 Ereignissen an der Bugstoßwelle annähernd gleichverteilt und fällt daher als möglicher Grund weg. Aufgrund dieser Gleichverteilung hat auch die Lage der Schnittpunkte des Cluster-Orbits mit der Bugstoßwelle keinen Einfluss, welcher diese Beobachtung erklären würde. Mit hoher Wahrscheinlichkeit liegt ihr Ursprung in der Identifikation der Ströme auf Basis der Curlometerergebnisse. In turbulenter Umgebung, wie sie besonders bei der quasi-parallelen Stoßwelle vorkommt, ist die klare Identifikation der Stromsignaturen erschwert. Die Chance, dass bei einem Bugstoßwellendurchgang Ströme für diese Arbeit identifiziert wurden, ist bei Durchgängen an der quasi-parallelen Stoßwelle geringer als an der schrägen und der quasi-senkrechten Bugstoßwelle.

Bei den Auswertungen der Bugstoßwellenströme zeigte sich eine leichte Abhängigkeit davon, ob die Ereignisse auf Basis von \mathbf{n}_{RBS} oder von \mathbf{n}_{MVAB} in quasi-parallele, schräge und quasi-senkrechte Stoßwellen eingeteilt wurden. Beim Vergleich der beobachteten mit den theoretisch erwarteten Richtungen der Bugstoßwellenströme sind die Verteilungen der quasi-senkrechten Stoßwelle unter Einteilung nach \mathbf{n}_{MVAB} etwas flacher als nach \mathbf{n}_{RBS} . Bei quasi-parallelen und schrägen Stoßwellen verhält es sich umgekehrt. Je nach Bezugsnormale verschieben sich in den Verteilungen die relativen Anteile der drei Kategorien, was besonders in den Bereichen zum Tragen kommt, in denen die Abweichungen von den theoretischen Erwartungen größer sind (vgl. z.B. Abb. 4.9).

Diese Beeinflussung der Verteilungen in Abhängigkeit der unterschiedlichen Normalenrichtungen lässt sich plausibel interpretieren, wenn man die enthaltenen Fehler in der Bestimmung der Normalenrichtungen berücksichtigt. Die Richtung \mathbf{n}_{RBS} repräsentiert aufgrund ihrer Ableitung aus der Modellstoßwelle eine mittlere Orientierung einer glatten Bugstoßwelle. Es ist zu erwarten, dass sie für viele Ereignisse eine vergleichsweise gute Abschätzung der tatsächlichen Bugstoßwellennormale darstellt, insbesondere im Fall von ruhigen Ereignissen an der quasi-senkrechten Stoßwelle. An der quasi-parallelen Stoßwelle ist diese Abschätzung schlechter und der Vorteil der mittels Minimum-Varianz-Analyse individuell bestimmten Richtung \mathbf{n}_{MVAB} kommt zum Tragen. Geht man davon aus, dass die tatsächliche Orientierung der Bugstoßwelle an der quasi-senkrechten Stoß-

welle besser von \mathbf{n}_{RBS} und an der schrägen und quasi-parallelen Stoßwelle besser von \mathbf{n}_{MVAB} repräsentiert werden, hätte die jeweilige Wahl der Normalenrichtung für die Kategorisierung der Ereignisse den beobachteten, oben beschriebenen Einfluss.

Nichtsdestotrotz zeigt die Betrachtung des Winkels zwischen Stromrichtung und Normalenrichtung sowohl an der Bugstoßwelle als auch an der Magnetopause meist schärfere Verteilungen und ausgeprägtere Maxima bei 90° im Bezug auf \mathbf{n}_{RBS} bzw. \mathbf{n}_{RMP} (vgl. Abb. 4.7, 4.22 und 4.23). Am deutlichsten tritt dies bei der quasi-senkrechten Bugstoßwelle sowie der LL- und EL-Kategorie der Magnetopause zu Tage. Zusammen stellen diese drei Kategorien etwas mehr als die Hälfte aller in dieser Arbeit untersuchten Ereignisse. Ausnahmen stellen die PM-Kategorie an der Magnetopause sowie die Kategorie der quasi-parallelen Bugstoßwelle bei Einteilung nach \mathbf{n}_{MVAB} (vgl. Abb. 4.8) dar. Diese beiden decken knapp 10 % aller Ereignisse ab. Insgesamt zeigt sich in dieser Arbeit, dass die statistischen Ergebnisse unter Verwendung von \mathbf{n}_{RBS} bzw. \mathbf{n}_{RMP} stärker den theoretischen Erwartungen entsprechen als mit \mathbf{n}_{MVAB} .

Im Umkehrschluss lässt sich feststellen, dass die Modellbugstoßwelle und die Modellmagnetopause trotz ihrer Einfachheit in sehr vielen Fällen eine sehr gute Abschätzung der beiden Grenzflächen darstellen. Dies gilt besonders an der quasi-senkrechten Bugstoßwelle sowie der Magnetopause unterhalb der Cusp-Region (LL und EL), in denen zu einem großen Anteil die bestimmten Ströme innerhalb der Ebene der Grenzschicht fließen. In knapp 70 % der Fälle dieser drei Kategorien weicht die Stromrichtung um maximal 10° von der Ebene der Grenzschicht ab.

5.2. Die Stromsysteme

Der Ausgangspunkt für die Analyse der Stromrichtungen der tagseitigen Bugstoßwellen- und Magnetopausenströme sind unter anderem bestehende Modelle und Simulationen der entsprechenden Stromsysteme. Sie basieren auf dem Ampèreschen Gesetz, welches eine einfache Beziehung zwischen der Änderung im Magnetfeld und dem daran gekoppelten Strom darstellt. Unter Berücksichtigung der Form und Orientierung des Erdmagnetfeldes an der Magnetopause folgt aus ihm die Stromverteilung der Chapman-Ferraro-Ströme, wie sie in Abb. 2.5 skizziert wurde: An der niedrigen tagseitigen Magnetopause fließen die Ströme von der Morgen- zur Abendseite. Abseits der Äquatorebene werden sie an den Flanken in nördlicher und südlicher Richtung abgelenkt. Jenseits der Cusp-Regionen ist die Polarität des Erdmagnetfeldes umgekehrt und die Ströme fließen dort von der Abend- zur Morgenseite. Es bilden sich um Cusps in sich geschlossene Stromschleifen aus.

Beim Übergang durch die Magnetopause können alle Komponenten des Magnetfeldes eine Änderung erfahren. Anders dazu ändert sich am Bugstoßwellendurchgang nur der Betrag der Tangentialkomponente des IMF. Der Betrag des Stromflusses ist an diese Änderung gekoppelt und die Richtung des Stroms wird durch die Richtung der Tangentialkomponente des IMF vorgegeben. Diesem Zusammenhang entsprechend erfolgte die Definition des Referenzsystems an der Bugstoßwelle.

Abbildung 5.1 zeigt Simulationsergebnisse der Stromverteilungen an Bugstoßwelle und Magnetopause im Fall eines rein südwardigen IMF unter typischen Sonnenwindbedingungen. Dieses Ergebnis von Lopez et al. (2011) stellt die erwartete Verteilung der $\mathbf{J}_{y,GS\text{-}M}$ -Komponente der beiden Stromsysteme sehr anschaulich dar. Bei einem rein nord-

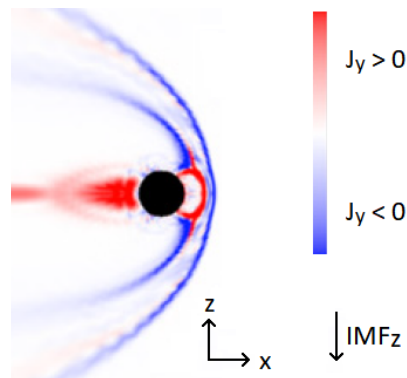


Abbildung 5.1.: Darstellung der Simulationsergebnisse von Bugstoßwellen- und Magnetopausenströmen Lopez et al. (nach 2011) bei südwärtigem IMF mit einer Feldstärke von 5 nT, dargestellt in GSM-Koordinaten. Die Farbskala stellt die Magnitude und Orientierung der y-Komponente der Ströme dar.

wärtigen Magnetfeld bleibt die Orientierung des Magnetopausenstroms identisch, die des Bugstoßwellenstroms kehrt sich um.

5.2.1. Bugstoßwelle

An der quasi-senkrechten Bugstoßwelle deckt die räumliche Verteilung der Stromereignisse im Referenzsystem die tagseitige Bugstoßwelle relativ homogen ab (s. Abb. 4.12), was insbesondere auf die enthaltene Koordinatentransformation zurück zu führen ist. In diesem Koordinatensystem besitzt eine große Mehrheit der Ströme dieser Kategorie eine positive \mathbf{J}_y -Komponente. Weiterhin weisen die Stromrichtungen unabhängig von ihrer Position überwiegend eine zur y-Achse ungefähr parallele Orientierung (s. Abb. 4.15) auf. Mit diesen Ergebnissen entsprechen die Ströme der quasi-senkrechten Bugstoßwelle zu einem hohen Grad den Erwartungen, wie sie beispielsweise durch die Simulation aus Abb. 5.1 vorhergesagt wird.

In den verhältnismäßig kleinen x- und z-Komponenten der Bugstoßwellenströme spiegelt sich ortsabhängig die Form der Bugstoßwelle deutlich wider (s. Abb. 4.12). Die Ströme folgen der gekrümmten Fläche der Stoßfront. Das zusammenhängende Stromsystem besitzt in der y-z-Projektion (Abb. 4.12c) auf der oberen Hemisphäre ($z > 0$) eine Krümmung im Uhrzeigersinn und auf der unteren ($z < 0$) gegen den Uhrzeigersinn. Auf der Flanke mit $y < 0$ ist der Bugstoßwellenstrom zur Sonne gerichtet und auf der gegenüberliegenden Flanke zeigt er zur Erde.

Hamrin et al. (2017) präsentierten für die Verteilung der \mathbf{J}_x -Komponente ein vergleichbares Ergebnis und interpretierten sie als die Normalkomponente des Stroms und als einen möglichen Hinweis auf zu- bzw. abfließende Schließungsströme innerhalb der angrenzenden Magnetosheath. Bei der Untersuchung der Normalkomponenten in dieser Arbeit, basierend auf der Berechnung mithilfe der lokalen Normalenrichtungen, konnte diese Interpretation jedoch nicht bestätigt werden.

Die Theorie lässt erwarten, dass die Ströme der Bugstoßwelle senkrecht zum IMF verlaufen und das Kreuzprodukt beider Vektoren von der Erde weg zeigt. Die Ergebnisse dieser Arbeit bestätigen diese Erwartungen für die quasi-senkrechte Bugstoßwelle (vgl.

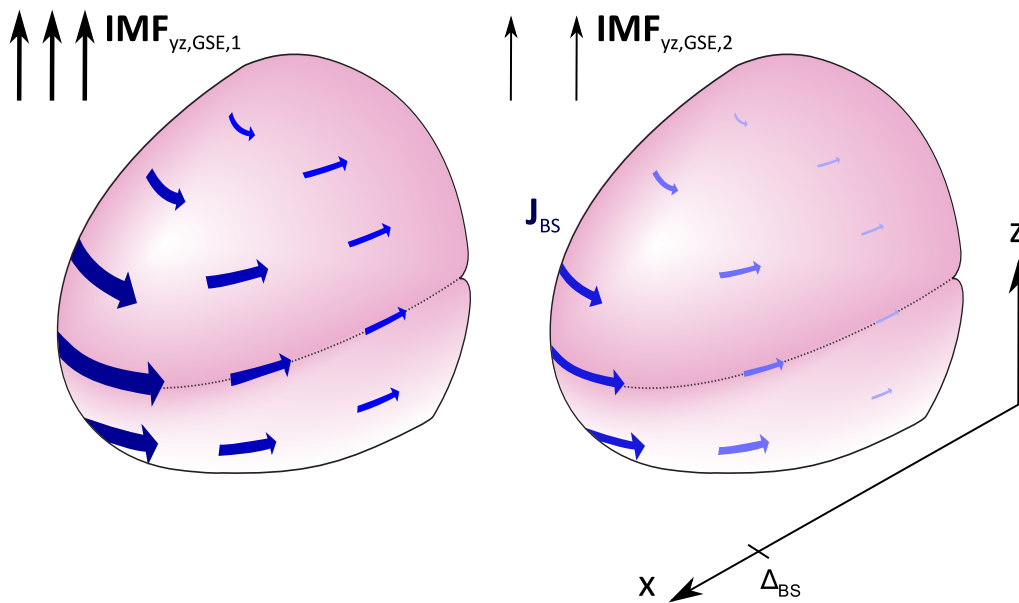


Abbildung 5.2.: Schematische Darstellung der Ergebnisse dieser Arbeit an der quasi-senkrechten Bugstoßwelle im Referenzsystem. Die blauen Pfeile zeigen die Orientierung der Ströme an. Größe und Färbung der Pfeile repräsentieren die Strommagnituden, wobei die stärkeren und dunkleren für größere Magnituden stehen. Die Stärke des IMF ist im linken Teil der Grafik größer ($IMF_1 > IMF_2$). Per Definition des Referenzsystems verschwindet die y-Komponente des IMF und die z-Komponente zeigt nach oben. Die Darstellung fasst Situationen zusammen, welche lokal die Bedingung einer quasi-senkrechten Bugstoßwelle erfüllen. Das damit verknüpfte Magnetfeld ist nicht konstant im gesamten Darstellungsbereich, sondern besitzt eine variable Orientierung je nach betrachteter Position an der Bugstoßwelle (nach Liebert et al. 2018).

Abb. 4.9 und 4.11).

Die Magnituden der analysierten Ströme zeigen in dieser Arbeit eine leichte Ortsabhängigkeit. In größerer Entfernung ($> 60^\circ$) zur Bugstoßwellenspitze nimmt die Magnitude im Mittel um ca. 10 bis 15 % ab. Eine qualitativ vergleichbare Abschwächung des Stroms zeigten auch die Simulationsergebnisse von Lopez et al. (2011). Entsprechend der Theorie und vorangegangenen Untersuchungen (z. B. Tang et al. 2012) weist die Magnitude des Bugstoßwellenstroms eine lineare Abhängigkeit von der Stärke des IMF auf.

In Abbildung 5.2 werden die Ergebnisse dieser Arbeit für die quasi-senkrechte Bugstoßwelle schematisch zusammengefasst.

Verglichen zur quasi-senkrechten Stoßwelle zeigen die Ergebnisse der quasi-parallelen insgesamt deutlich mehr Variationen im Bezug auf die bestimmten Richtungsvektoren. Sie liegen häufig nicht senkrecht zum IMF und den Normalenvektoren der Stoßwelle (sowohl bei \mathbf{n}_{RBS} als auch bei \mathbf{n}_{MVAB}). Entsprechend spiegelt die globale Darstellung die Form der Modellstoßwelle nicht mehr wider (vgl. Abb. 4.14). Die starken Fluktuationen betreffen alle drei Komponenten der Vektoren und eine durch das IMF vorgegebene Ordnung ist nur noch in Ansätzen zu erkennen (vgl. Abb. 4.15). Ursächlich hierfür ist die von Turbulenzen und starken Variationen gekennzeichnete Plasmaumgebung der quasi-parallelen Bugstoßwelle innerhalb der Vorschockregion. Die Magnituden an der

quasi-parallelen Stoßwelle sind im Mittel um etwa 25 bis 30 % kleiner als an der quasi-senkrechten Stoßwelle.

Die in dieser Arbeit zusätzlich aufgrund von Unsicherheiten in den Richtungsbestimmungen eingeführte Kategorie der schrägen Stoßwelle lässt sich insgesamt als eine Mischsituation aus quasi-paralleler und quasi-senkrechter Stoßwelle beschreiben. Ihre Ergebnisse liegen im Allgemeinen zwischen denen der beiden anderen Kategorien.

5.2.2. Magnetopause

Aufgrund der Lage des Cluster-Orbits befinden sich der Großteil der beobachteten Magnetopausenströme auf der nördlichen Hemisphäre und decken dort alle fünf Kategorien der Magnetopausenübergänge ab. Die meisten der 41 Ereignisse auf der südlichen Hemisphäre verteilen sich ungefähr gleichmäßig auf die drei Kategorien EL/C, C und PM.

Während an der Bugstoßwelle auch Durchgänge an der Bugstoßwellenspitze beobachtet werden konnten, wird der Bereich der Magnetopausenspitze nicht abgedeckt. Auch dies ist auf den Orbit von Cluster zurückzuführen. Beim Vergleich der räumlichen Verteilung aller Ereignisse in den unterschiedlichen Kategorien (Abb. 4.24 bis 4.28) fällt auf, dass sie zu großen Teilen die gleichen Gebiete im Referenzsystem abdecken. Allein basierend auf der Lage der Ereignisse wäre eine korrekte Kategorisierung demnach nicht möglich gewesen.

Die Ströme niedriger Breiten unterhalb der Cusp werden von den Kategorien LL und EL repräsentiert. In diesem Bereich ist ein Stromfluss von der Morgen- zur Abendseite zu erwarten (z. B. Abb. 5.1). Die Ereignisse beider Kategorien bestätigen dies. Besonders deutlich wird das im Fall von südwärtigem IMF, welches die Verscherung der Magnetfelder an der Magnetopause verstärkt (vgl. Abb. 4.30). Die Ströme sind in diesem Fall zu großen Teilen näherungsweise in die Richtung der positiven y -Achse gerichtet. Bei nordwärtigem IMF sind die Abweichungen von dieser Richtung größer.

In den x -Komponenten der Ströme beider Kategorien spiegelt sich, wie schon an der quasi-senkrechten Bugstoßwelle, die gekrümmte Form der Modellmagnetopause wider. Auf der Morgenseite zeigen die Ströme in Richtung Sonne, auf der Abendseite in Richtung Erde. Da 133 der 136 Ereignisse auf der nördlichen Hemisphäre liegen, wäre weiterhin eine negative z -Komponente auf der Morgenseite und eine positive auf der Abendseite zu erwarten. Dies konnte in dieser Arbeit jedoch nicht bestätigt werden (vgl. Abb. 4.24 und 4.25).

Entgegengesetzt zu der Magnetopause niedriger Breiten repräsentiert die Kategorie PM die Magnetopause hoher Breiten jenseits der Cusps. Auch hier bestätigte sich die nun erwartete, umgekehrte Stromrichtung von der Abend- zur Morgenseite (vgl. Abb. 5.1). Der Winkel, den die Ströme zur y -Achse des Koordinatensystems einnehmen, ist erneut kleiner, wenn die Orientierung des IMF die Magnetfeldverscherung verstärkt. Dies ist hier bei nordwärtigem IMF der Fall (vgl. Abb. 4.30). Im Vergleich zu allen anderen Kategorien besitzen die Ströme an der Magnetopause hoher Breiten die kleinsten x -Komponenten, was erneut der Form der Modellmagnetopause in diesem Bereich entspricht. Die z -Komponenten der Ströme verteilen sich derart, dass das Stromsystem im Norden gegen den Uhrzeigersinn und im Süden im Uhrzeigersinn orientiert ist.

In Kombination der Ergebnisse der Kategorien LL, EL und PM ergibt sich das erwartete Bild von um die Cusp herum geschlossenen Stromschleifen, wie es in der Abbildung 2.5

nach Baumjohann und Treumann (2012) skizziert wurde.

In Simulationen konnten Lopez et al. (2011) zeigen, dass sich die Stromrichtung der hohen Magnetopause unter einem starken südwardigen IMF mit $\text{IMF}_z = -20 \text{ nT}$ umdreht. In dieser Arbeit sind keine Ereignisse mit vergleichbaren Bedingungen vertreten. Der kleinste vorkommende Wert von IMF_z beträgt $-8,9 \text{ nT}$. Die vorhergesagte Drehung der Stromrichtung in der PM-Kategorie konnte in dieser Arbeit daher nicht überprüft werden.

Betrachtet man die Kategorien LL, EL und PM, weisen die Stromrichtungen insgesamt einen recht hohen Grad an Ordnung auf. Ein großer Teil davon verliert sich in den Kategorien EL/C und C im Bereich der turbulenten Cusp-Region. Diese Situation ist ähnlich zu der an der Bugstoßwelle, wo die quasi-senkrechte Stoßwelle einen hohen Grad an Ordnung besitzt und die quasi-parallele einen niedrigen. Alle drei Richtungskomponenten der Ströme unterliegen in den Kategorien EL/C und C stärkeren Variationen. Dennoch bleiben zwei Populationen bestehen, wovon eine westwärts und die andere ostwärts gerichtete Ströme beinhaltet (vgl. Abb. 4.15). Die beiden Kategorien lassen sich im Bezug auf die beobachteten Stromrichtungen daher auch als Übergangsregion zwischen den Strömen niedriger und hoher Breiten beschreiben.

Die Magnituden der Magnetopausenströme zeigen eine Abhängigkeit von den Kategorien. Es lässt sich eine Zunahme in der Reihenfolge LL - EL - EL/C - C - PM feststellen (s. Abb. 4.32). Ein vergleichbares Ergebnis bei LL-, EL- und PM-Übergängen konnten bereits Panov et al. (2008) beobachten. In der \mathbf{J}_y -Komponente zeigt sich eine Abhängigkeit von der IMF_z -Komponente, welche unter Berücksichtigung der entgegengesetzten Situation an der niedrigen und der hohen Magnetopause den Erwartungen basierend auf dem Ampèreschen Gesetz entspricht. Je kleiner IMF_z , umso größer ist der Strom bei den Kategorien LL und EL und umso kleiner ist er in der Kategorie PM. Weiterhin zeigt die Magnitude eine deutliche Abhängigkeit von Größe bzw. Lage der Magnetopause. Je kleiner und näher zur Erde sie ist, umso größer sind die beobachteten Stromdichten. Dies erklärt sich durch die höhere Magnetfeldstärke innerhalb der komprimierten Magnetosphäre, welche einen großen Einfluss auf die Magnetfeldverschönerung an der Magnetopause hat.

Im Rahmen der Identifizierung der Stromereignisse konnte an der Magnetopause beobachtet werden, dass die Lage des Stroms im Bezug auf die Plasmaumgebung nicht konstant ist. Während an der Bugstoßwelle die Stromsignatur in den Curlometerergebnissen gleichzeitig zu den Veränderungen der Plasmaumgebung liegen, kann bei der Magnetopause regelmäßig ein Versatz beobachtet werden.

In den Kategorien EL, LL und PM liegt die große Mehrheit der Ströme etwa zeitgleich oder direkt anschließend (auf der der Erde zugewandten Seite der Magnetopause) zu den beobachteten, äußersten Signaturen der sich ändernden Plasmaumgebung. In den Kategorien EL/C und C werden im Gegensatz dazu oft deutlich nach innen abgesetzte Stromereignisse beobachtet. Dies könnte darauf hinweisen, dass sich im äußeren Bereich an der Cusp aufgrund der vorherrschenden Fluktuationen noch keine stabile Stromschicht ausbildet. Beim Blick auf die Simulationsergebnisse von Lopez et al. (2011) in Abbildung 5.1 fallen im Bereich der Cusp jedoch auch Ströme auf, welche deutlich tiefer liegen. Denkbar wäre auch, dass sich beim Prozess der Stromidentifizierung insbesondere diese Bereiche des Stromsystems innerhalb der stark fluktuierenden Curlometerergebnisse mit deutlicheren Signaturen hervortaten.

Einen in allen Kategorien kleinen Anteil machen Ströme aus, welche in geringem Maß nach vorne in die Magnetosheath versetzt sind. Bei der Untersuchung einer möglichen

Abhängigkeit der Lage des Stroms von der Orientierung des IMF zeigten sich keine klaren Zusammenhänge. Eine interessante Tatsache ist, dass Lopez et al. (2011) bei Simulationen mit $\text{IMF}_z = -20 \text{ nT}$ eine solche, innerhalb der Sheath und vor der Magnetopause gelegene Stromschicht, beschreiben. Sie liegt oberhalb der Cusps im Bereich der PM-Übergänge und besitzt die bereits weiter oben erwähnte umgedrehte Stromrichtung von der Morgen- zur Abendseite. Tatsächlich wurden in der vorliegenden Arbeit alle in die Sheath nach vorne versetzten Stromereignisse der PM-Kategorie während südwärtigem IMF beobachtet. In diesem Bezug deuten die Beobachtungen und die Simulationsergebnisse auf Konsistenz hin. Es darf jedoch nicht außer Acht gelassen werden, dass in den untersuchten Ereignissen dieser Arbeit keine Ströme in der PM-Kategorie mit einer klaren Morgen-Abend-Orientierung beobachtet werden konnten und dass keine Fälle mit $\text{IMF}_z < -10 \text{ nT}$ vertreten sind. Ob die beobachteten Ströme tatsächlich mit den von Lopez et al. (2011) aus den Simulationen abgeleiteten übereinstimmen, bleibt daher unsicher und die versetzten Stromsignauren in den Curlometerergebnissen bieten Raum für weitere Untersuchungen.

A Anhang

A.1. Projektion zwischen Modellflächen

Die für die Referenzflächen genutzten Modellbugstoßwellen und -magnetopausen sind Paraboloiden mit der Parametrisierung

$$0 = x + \sum_{t=y,z} c_t t^2 - \Delta \quad . \quad (\text{A.1})$$

Δ bezeichnet den subsolaren Bugstoßwellen- bzw. Magnetopausenabstand vom Zentrum der Erde, welches im Koordinatenursprung liegt. Die Krümmung der Paraboloiden in die y - und z -Richtung wird durch die geometrischen Parameter c_t repräsentiert. Durch Lösen der MHD-Gleichungen in einer Näherung nullter Ordnung bestimmen Nabert et al. (2013) sie zu:

$$c_y = 0,4 \frac{1}{\Delta} \quad , \quad c_z = 0,5 \frac{1}{\Delta} \quad , \quad (\text{A.2})$$

Die Normalenvektoren \mathbf{n} der Paraboloiden in einem Punkt $\mathbf{r} = (x, y, z)$ sind

$$\mathbf{n}(x, y, z) = \nabla(x + \sum_{t=y,z} c_t t^2 - \Delta) = \begin{pmatrix} 1 \\ 2c_y y \\ 2c_z z \end{pmatrix} \quad . \quad (\text{A.3})$$

Gleichung A.1 stellt für variable Werte von Δ eine Paraboloidenschar dar. Zu jedem Punkt \mathbf{r} existiert ein $\Delta > 0$, sodass sie erfüllt ist:

$$0 = x + \frac{0,4}{\Delta} y^2 + \frac{0,5}{\Delta} z^2 - \Delta \quad \Big| \cdot (-\Delta) \quad (\text{A.4})$$

$$0 = \Delta^2 - \Delta x - 0,4 y^2 - 0,5 z^2 \quad (\text{A.5})$$

$$\Rightarrow \Delta = \frac{x + \sqrt{x^2 + 4(0,4 y^2 + 0,5 z^2)}}{2} \quad . \quad (\text{A.6})$$

\mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 seien zwei Ortsvektoren, die auf verschiedenen Modellflächen mit den zugehörigen Werten Δ_1 und Δ_2 liegen. Wenn \mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 durch radiale Projektion ineinander überführt werden, dann gilt $\mathbf{r}_2 = a \mathbf{r}_1$ und beide Ortsvektoren liegen auf einer gemeinsa-

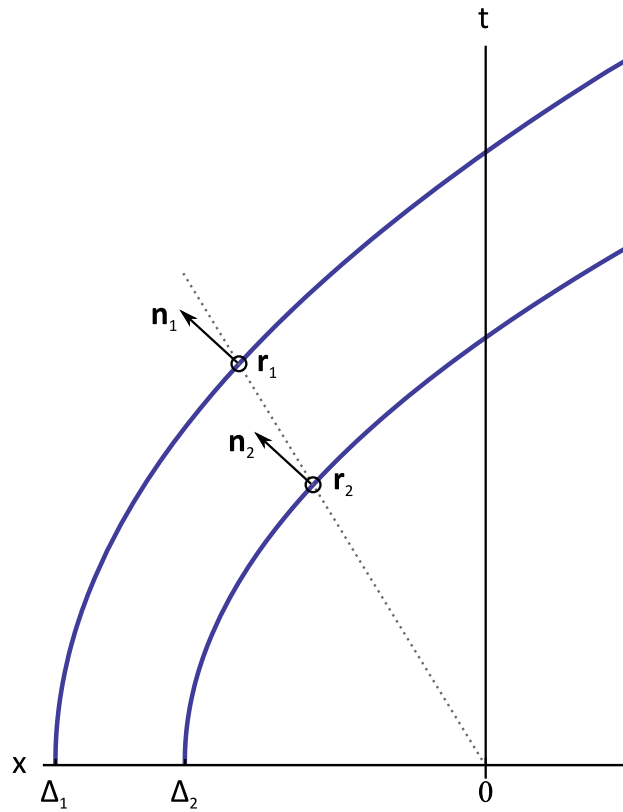


Abbildung A.1.: Radiale Projektion zweier Ortsvektoren zwischen zwei Modellflächen.

men Ursprungsgeraden. Aus Gleichung A.6 folgt:

$$\Delta_2 = \frac{x_2 + \sqrt{x_2^2 + 4(0,4y_2^2 + 0,5z_2^2)}}{2} \quad (\text{A.7})$$

$$= \frac{ax_1 + \sqrt{a^2(x_1^2 + 4(0,4y_1^2 + 0,5z_1^2))}}{2} \quad (\text{A.8})$$

$$= a \frac{x_1 + \sqrt{x_1^2 + 4(0,4y_1^2 + 0,5z_1^2)}}{2} \quad (\text{A.9})$$

$$= a\Delta_1 \quad (\text{A.10})$$

Für die Normalen \mathbf{n}_1 und \mathbf{n}_2 beider Flächen in den Punkten \mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 lässt sich damit zeigen:

$$\mathbf{n}_2(\mathbf{r}_2) = \begin{pmatrix} 1 \\ 2\frac{0,4}{\Delta_2}y_2 \\ 2\frac{0,5}{\Delta_2}z_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 2\frac{0,4}{a\Delta_1}ay_1 \\ 2\frac{0,5}{a\Delta_1}az_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 2\frac{0,4}{\Delta_1}y_1 \\ 2\frac{0,5}{\Delta_1}z_1 \end{pmatrix} = \mathbf{n}_1(\mathbf{r}_1) \quad (\text{A.11})$$

Gleichung A.11 zeigt, dass der Normalenvektor bei der radialen Projektion eines Ortsvektors auf eine andere Modellfläche erhalten bleibt. Abbildung A.1 stellt dies anhand von zwei Modellebenen grafisch dar.

A.2. Ergänzende Abbildungen

Zur besseren Übersichtlichkeit wurde auf die Darstellung einzelner Abbildungen im Hauptteil der Arbeit verzichtet. Sie werden an dieser Stelle ergänzend aufgeführt.

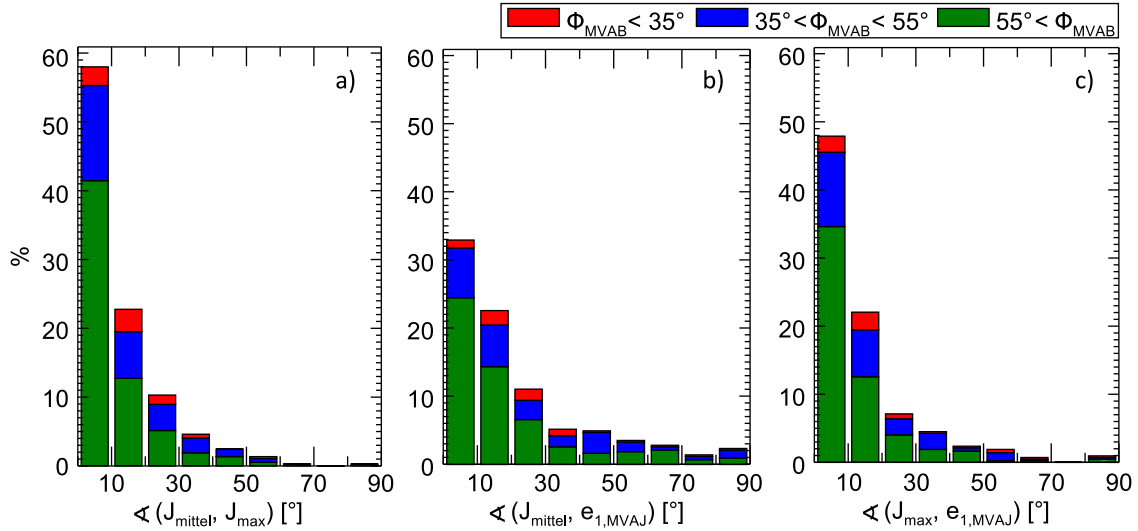


Abbildung A.2.: Häufigkeitsverteilung der Winkeldifferenzen zwischen mittlerem Strom $\mathbf{J}_{\text{mittel}}$, maximalem Strom \mathbf{J}_{max} und Richtung maximaler Varianz $\mathbf{e}_{1,MVAJ}$ an der Bugstoßwelle wie in Abbildung 4.6. Die Farbkodierung gibt hier abweichend die Einteilung in quasi-parallele (rot), schräge (blau) und quasi-senkrechte (grün) Stoßwellen im Bezug auf die Richtung der MVAB-Normale an.

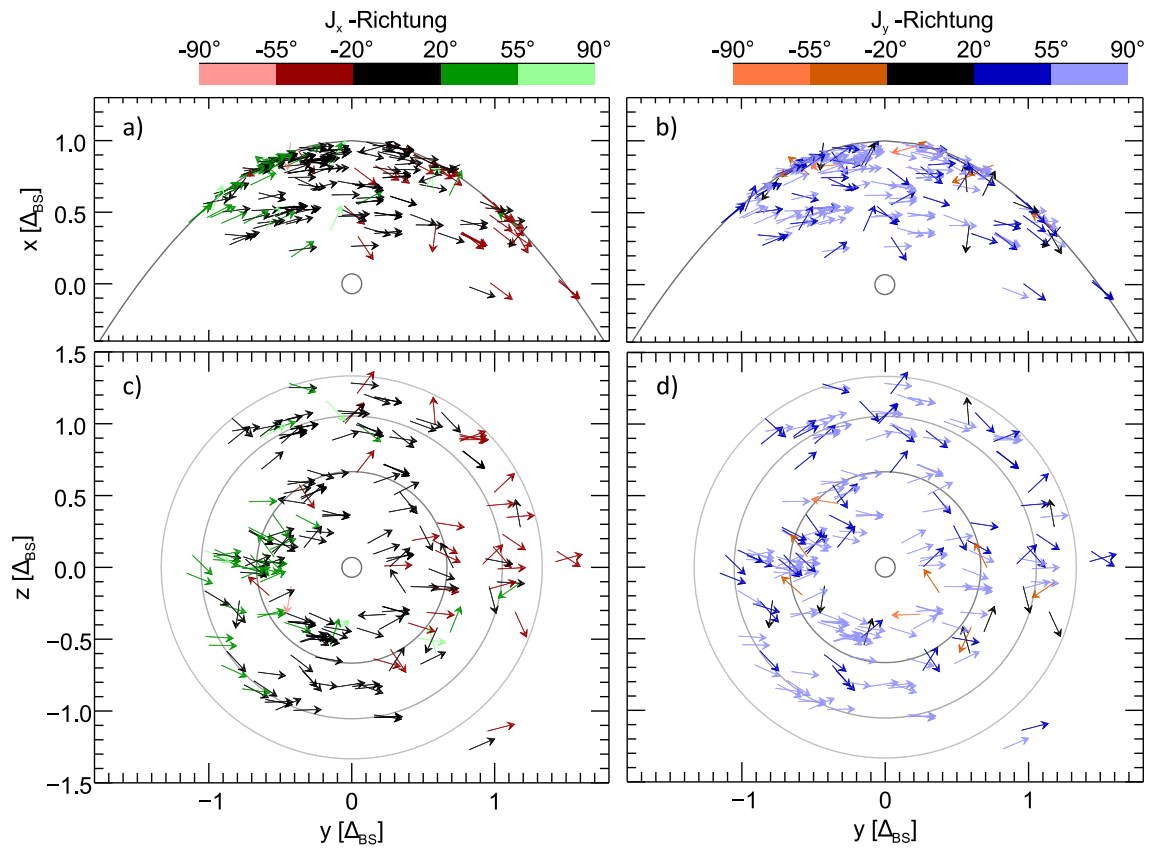


Abbildung A.3.: Stromrichtungen an der quasi-senkrechten Bugstoßwelle (nach Φ_{RBS}) wie in Abb. 4.12 für die maximalen Ströme \mathbf{J}_{\max} .

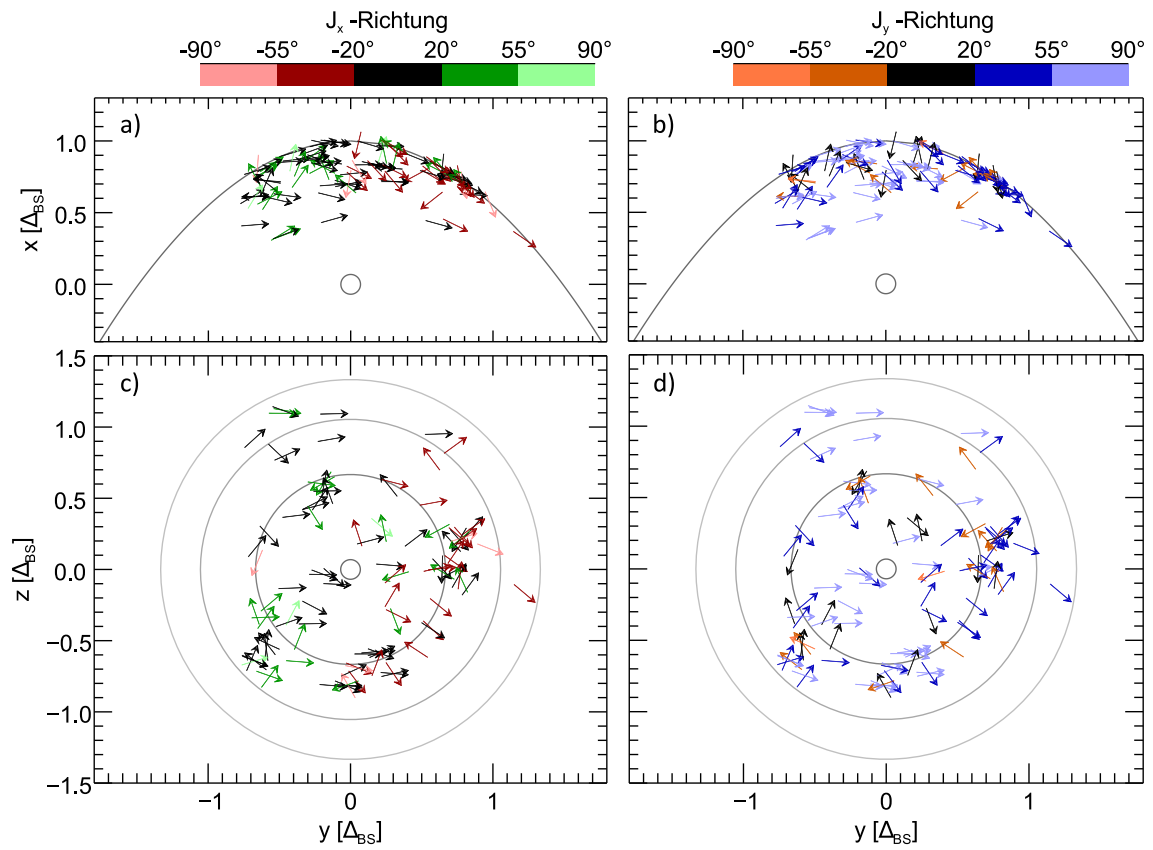


Abbildung A.4.: Stromrichtungen an der schrägen Bugstoßwelle (nach Φ_{RBS}) wie in Abb. 4.13 für die maximalen Ströme J_{max} .

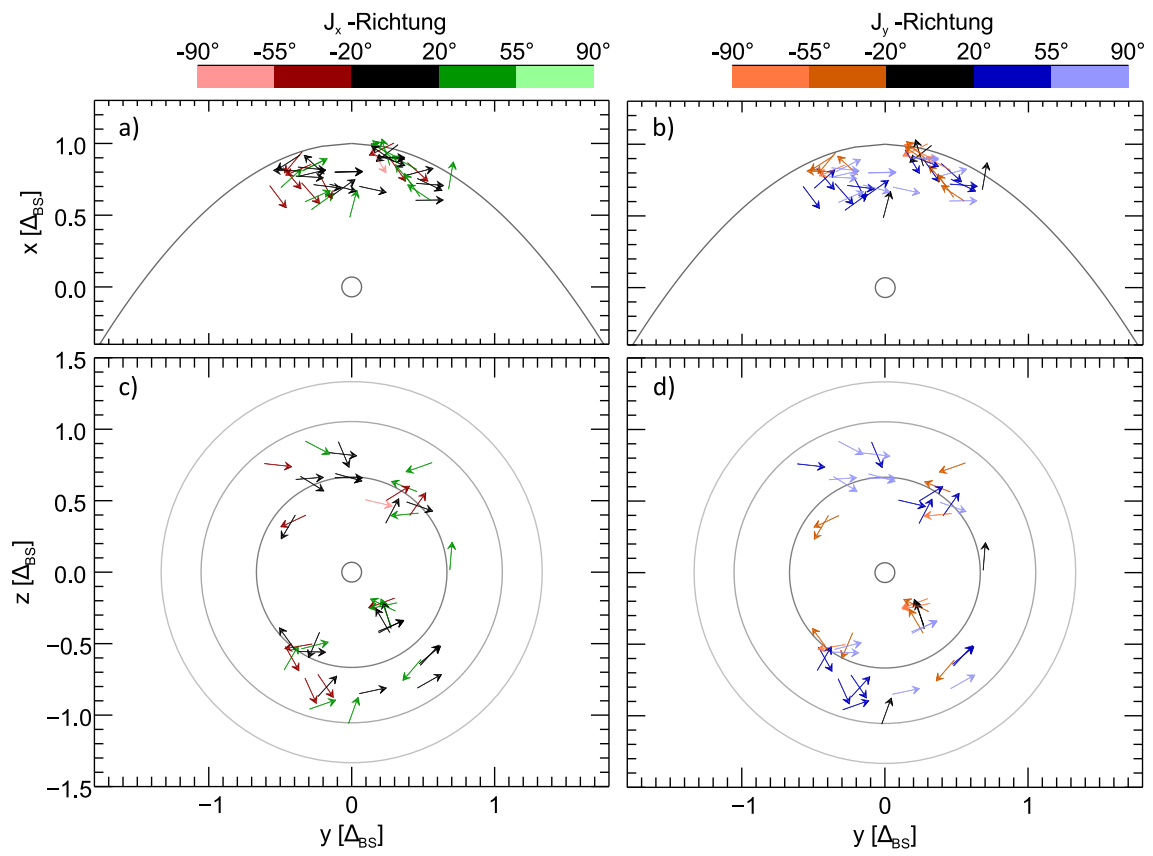


Abbildung A.5.: Stromrichtungen an der quasi-parallelen Bugstoßwelle (nach Φ_{RBS}) wie in Abb. 4.14 für die maximalen Ströme \mathbf{J}_{max} .

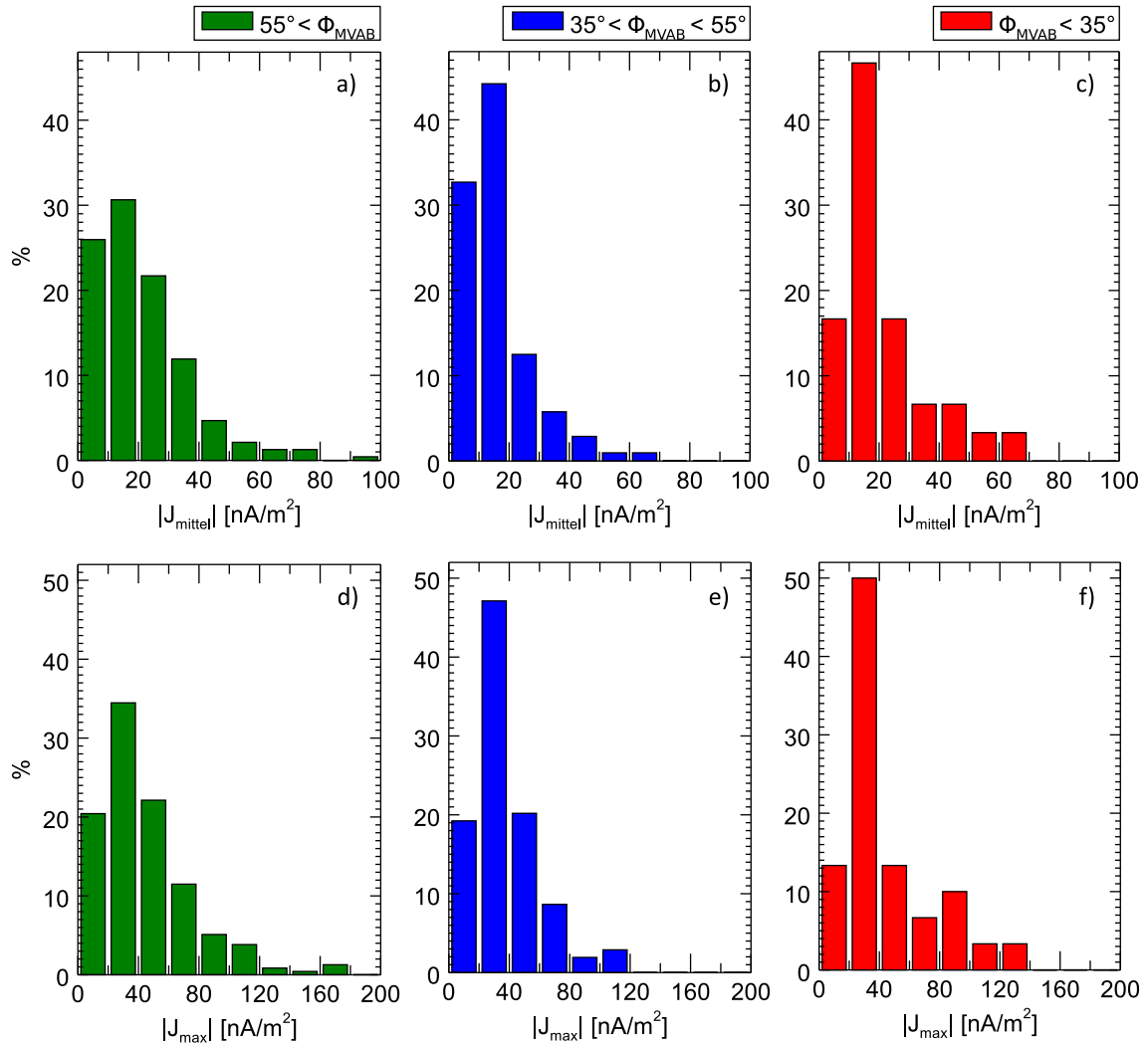


Abbildung A.6.: Relative Häufigkeit der Magnituden der mittleren (oben) und maximalen (unten) Ströme wie in Abb. 4.16 und Abb. 4.17, jedoch mit Klassifizierung nach Φ_{MVAB} .

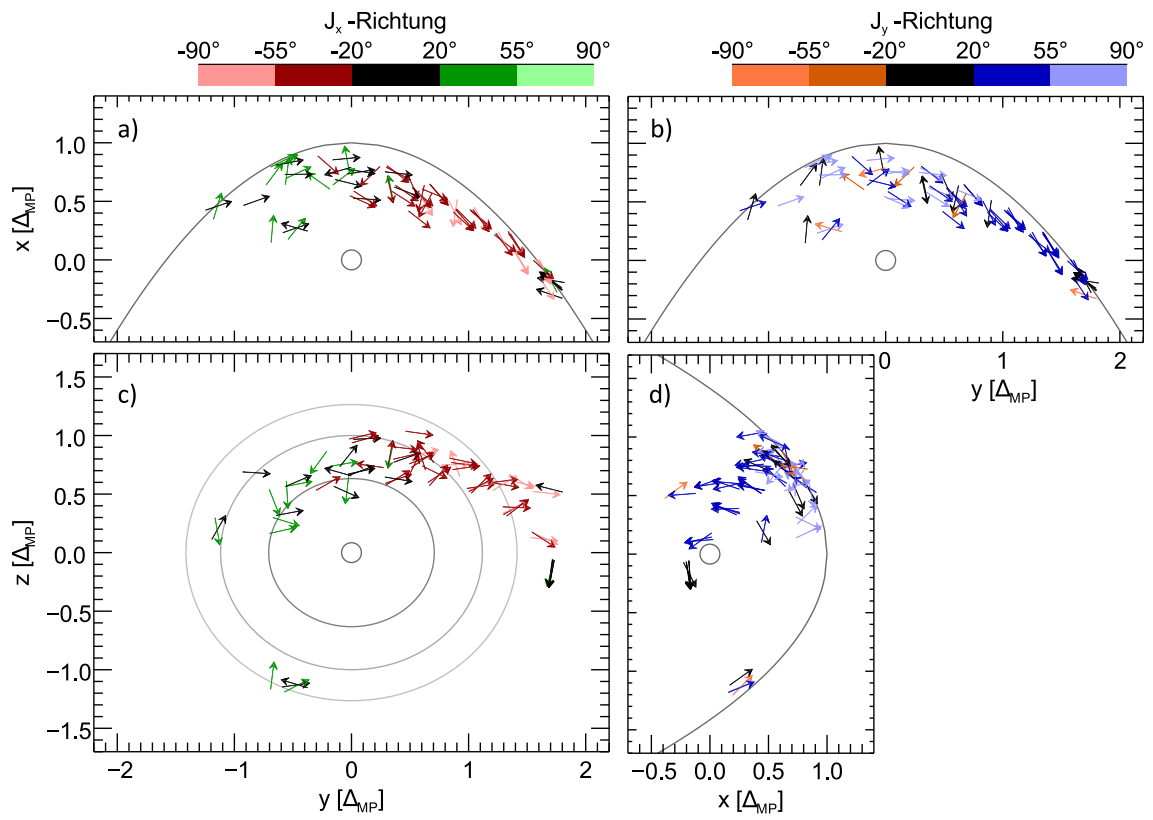


Abbildung A.7.: Richtung der Ströme an der Magnetopause der Kategorie LL wie in Abbildung 4.24 für die maximalen Ströme \mathbf{J}_{\max} .

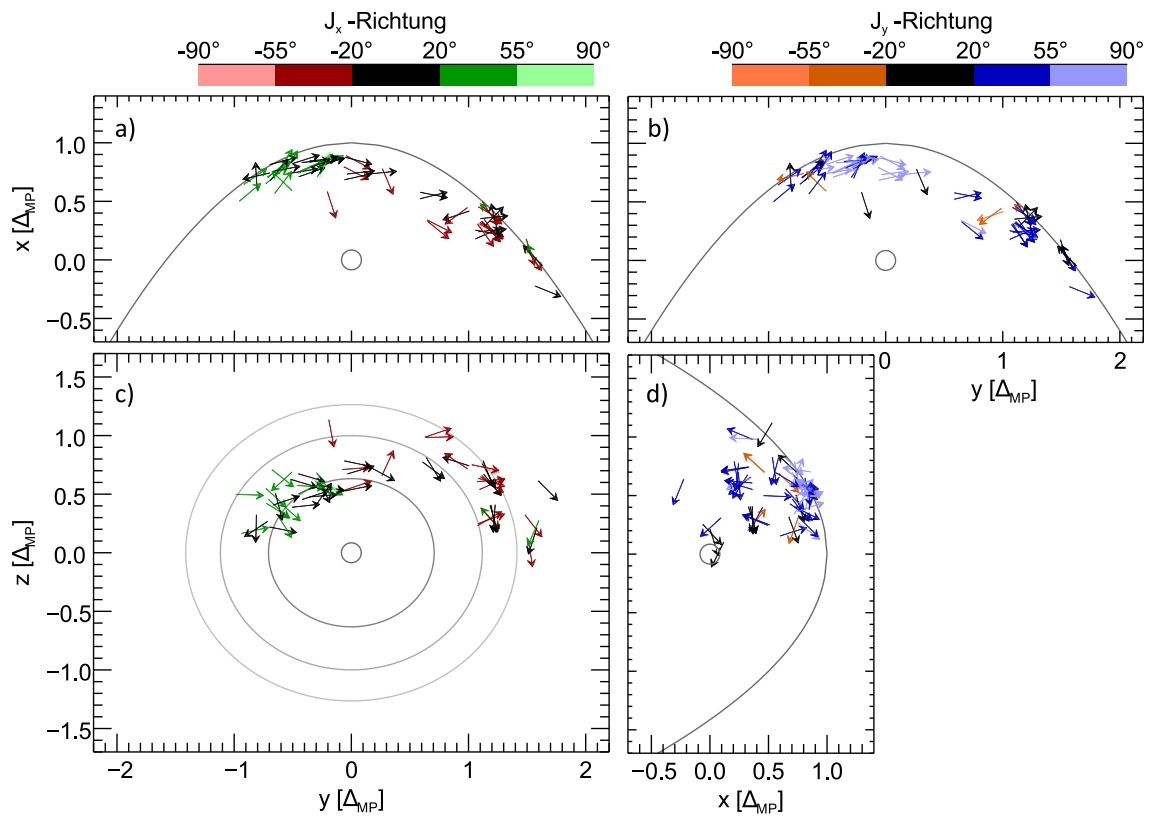


Abbildung A.8.: Richtung der Ströme an der Magnetopause der Kategorie EL wie in Abbildung 4.25 für die maximalen Ströme \mathbf{J}_{\max} .

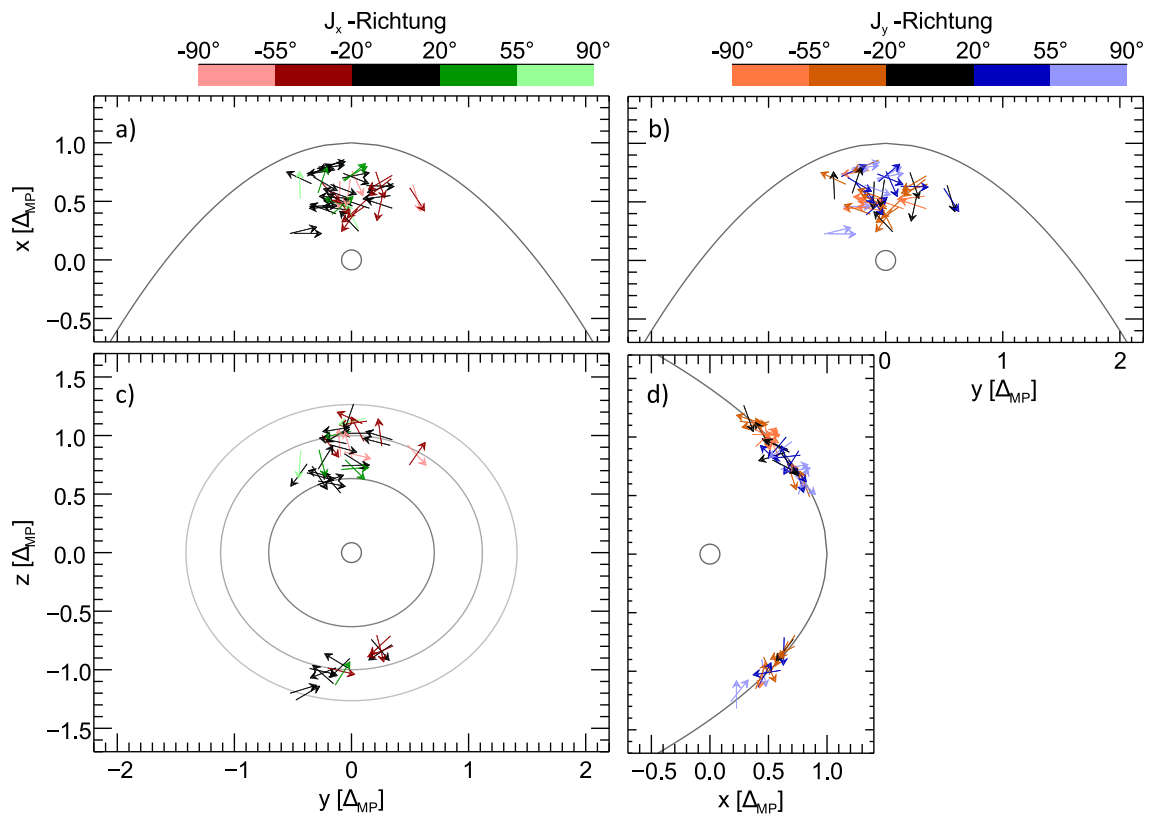


Abbildung A.9.: Richtung der Ströme an der Magnetopause der Kategorie EL/C wie in Abbildung 4.26 für die maximalen Ströme \mathbf{J}_{\max} .

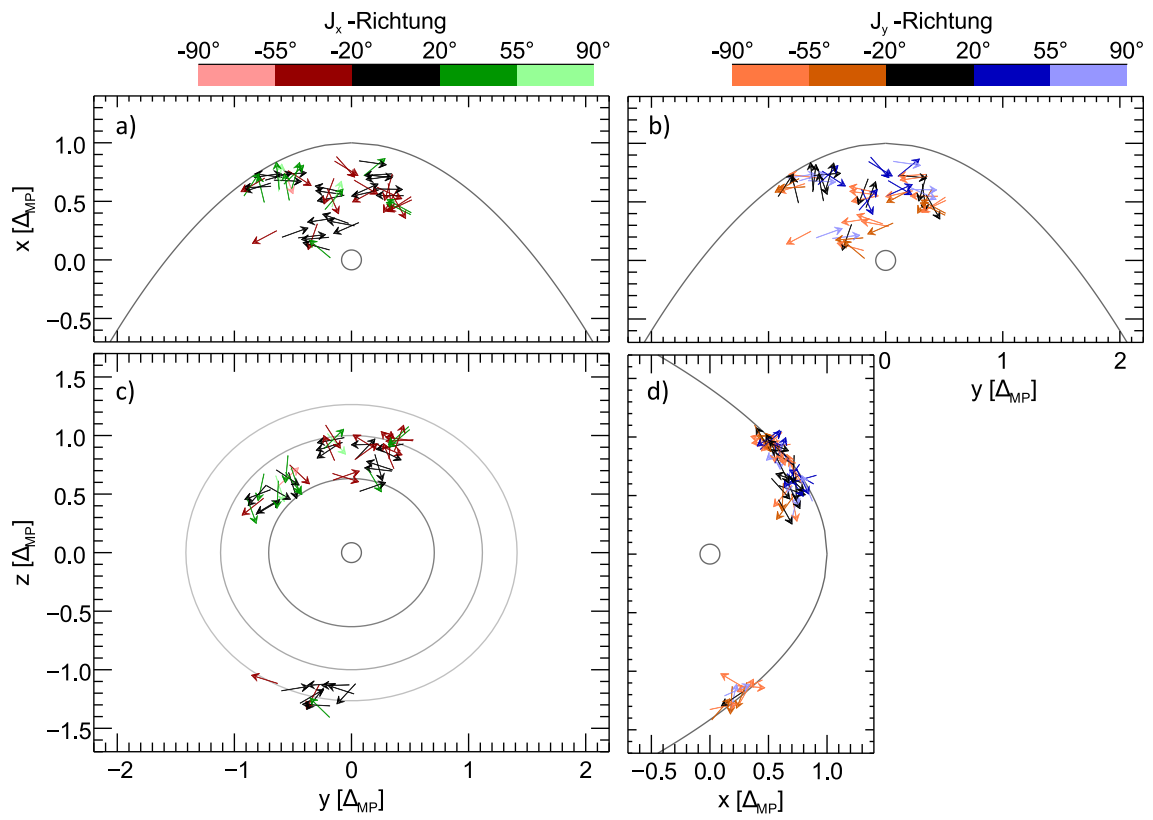


Abbildung A.10.: Richtung der Ströme an der Magnetopause der Kategorie C wie in Abbildung 4.27 für die maximalen Ströme \mathbf{J}_{\max} .

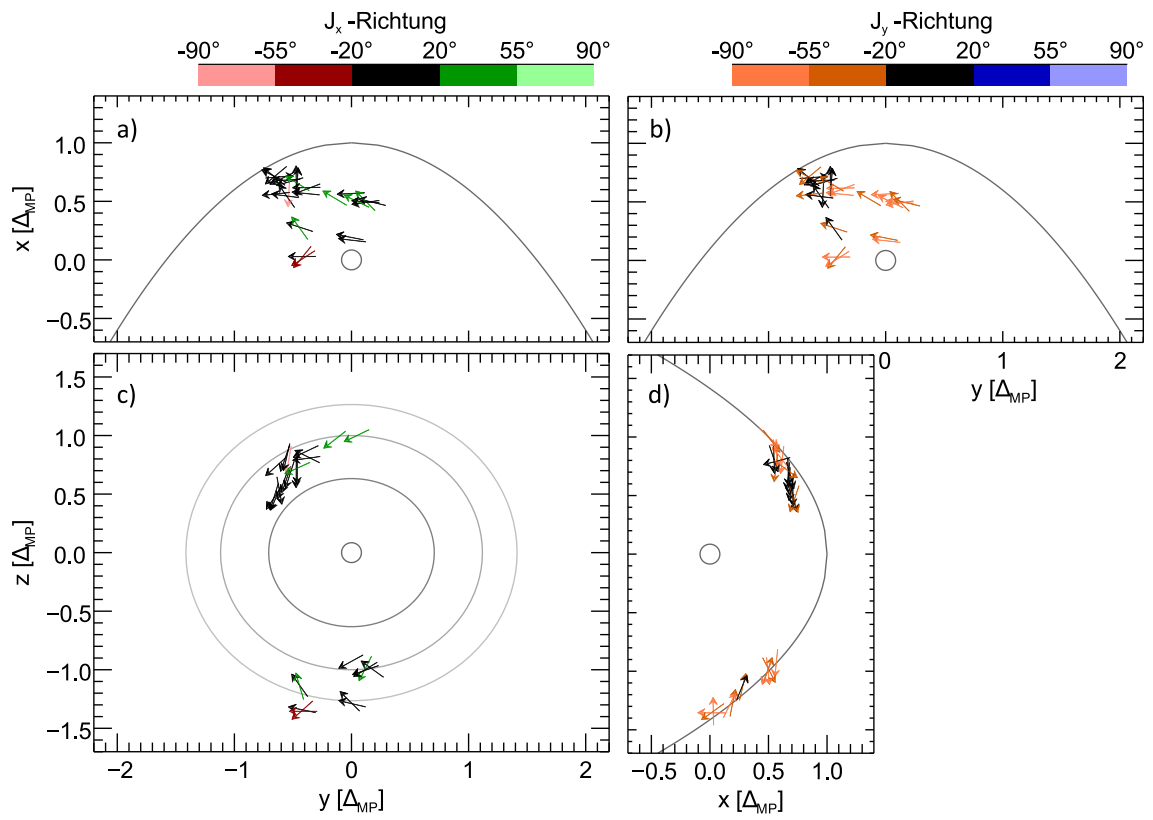


Abbildung A.11.: Richtung der Ströme an der Magnetopause der Kategorie PM wie in Abbildung 4.28 für die maximalen Ströme \mathbf{J}_{\max} .

Literaturverzeichnis

- Alfvén, H., 1977, Electric currents in cosmic plasmas, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 15, 271–284
- Bale, S. D., Mozer, F. S., Horbury, T. S., 2003, Density-Transition Scale at Quasiperpendicular Collisionless Shocks, *Physical Review Letters*, 91, 265004
- Balogh, A., Dunlop, M. W., Cowley, S. W. H., Southwood, D. J., Thomlinson, J. G., Glassmeier, K. H., Musmann, G., Luhr, H., Buchert, S., Acuna, M. H., Fairfield, D. H., Slavin, J. A., Riedler, W., Schwingenschuh, K., Kivelson, M. G., 1997, The Cluster Magnetic Field Investigation, *Space Science Reviews*, 79, 65–91
- Baumjohann, W., Treumann, R. A., 2012, *Basic Space Plasma Physics*, World Scientific Publishing Company, Singapore, ISBN 978-1-911-29868-7
- Baumjohann, W., Blanc, M., Fedorov, A., Glassmeier, K.-H., 2010, Current Systems in Planetary Magnetospheres and Ionospheres, *Space Sci. Rev.*, 152, 99–134
- Berchem, J., Russell, C. T., 1982, The thickness of the magnetopause current layer: Isee 1 and 2 observations, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 87, 2108–2114, ISSN 2156-2202
- Cargill, P. J., Dunlop, M. W., Balogh, A., Fgm Team, 2001, First Cluster results of the magnetic field structure of the mid- and high-altitude cusps, *Annales Geophysicae*, 19, 1533–1543
- Dunlop, M. W., Balogh, A., 2005, Magnetopause current as seen by Cluster, *Annales Geophysicae*, 23, 901–907
- Dunlop, M. W., Southwood, D. J., Glassmeier, K.-H., Neubauer, F. M., 1988, Analysis of multipoint magnetometer data, *Advances in Space Research*, 8, 273–277
- Dunlop, M. W., Balogh, A., Glassmeier, K.-H., 2001, First Application of Multi-Point Magnetic Field Analysis Techniques: the Curlometer and the Discontinuity Analyser, in *Sheffield Space Plasma Meeting: Multipoint Measurements versus Theory*, (Hg.) B. Warmbein, Bd. 492 von ESA Special Publication, S. 3
- Dunlop, M. W., Balogh, A., Glassmeier, K.-H., 2002a, Four-point Cluster application of magnetic field analysis tools: The discontinuity analyzer, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107, 1385
- Dunlop, M. W., Balogh, A., Glassmeier, K.-H., Robert, P., 2002b, Four-point Cluster application of magnetic field analysis tools: The Curlometer, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107, 1384

- Eastman, T. E., Hones, Jr., E. W., 1979, Characteristics of the magnetospheric boundary layer and magnetopause layer as observed by Imp 6, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 84, 2019–2028
- Escoubet, C. P., Fehringer, M., Goldstein, M., 2001, Introduction The Cluster mission, *Annales Geophysicae*, 19, 1197–1200
- Frank, L. A., 1971, Plasma in the Earth's polar magnetosphere, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 76, 5202
- Glassmeier, K.-H., Scholer, M., 1991, *Plasmaphysik im Sonnensystem*, BI-Wiss.-Verlag, Mannheim, ISBN 978-3-411-15151-6
- Haaland, S., Sonnerup, B. U. Ö., Dunlop, M. W., Georgescu, E., Paschmann, G., Klecker, B., Vaivads, A., 2004, Orientation and motion of a discontinuity from Cluster curlometer capability: Minimum variance of current density, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L10804
- Haerendel, G., Paschmann, G., 1975, Entry of solar wind plasma into the magnetosphere, in *Physics of the Hot Plasma in the Magnetosphere*, (Hg.) B. Hultqvist, L. Stenflo, S. 23–43
- Haerendel, G., Paschmann, G., Sckopke, N., Rosenbauer, H., 1978, The frontside boundary layer of the magnetosphere and the problem of reconnection, *Journal of Geophysical Research*, 83, 3195–3216
- Hamrin, M., Gunell, H., Lindkvist, J., Lindqvist, P., Ergun, R. E., Giles, B. L., 2017, Bow shock generator current systems: Mms observations of possible current closure, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123, 242–258
- Kivelson, M. G., Russell, C. T., 1995, *Introduction to Space Physics* -, Cambridge University Press, Cambridge, ISBN 978-0-521-45714-9
- Laakso, H., Taylor, M., Escoubet, C. P., 2009, *The Cluster Active Archive - Studying the Earth's Space Plasma Environment*, Springer Science & Business Media, Berlin Heidelberg, 2010 Aufl., ISBN 978-9-048-13499-1
- Laakso, H., Perry, C., McCaffrey, S., Herment, D., Allen, A. J., Harvey, C. C., Escoubet, C. P., Gruenberger, C., Taylor, M. G. G. T., Turner, R., 2010, Cluster Active Archive: Overview, *Astrophysics and Space Science Proceedings*, 11, 3–37
- Liebert, E., Nabert, C., Perschke, C., Fornaçon, K.-H., Glassmeier, K.-H., 2017, Statistical survey of day-side magnetospheric current flow using Cluster observations: magnetopause, *Annales Geophysicae*, 35, 645–657
- Liebert, E., Nabert, C., Glassmeier, K.-H., 2018, Statistical survey of day-side magnetospheric current flow using cluster observations: bow shock, *Annales Geophysicae*, 36, 1073–1080
- Lopez, R. E., Merkin, V. G., Lyon, J. G., 2011, The role of the bow shock in solar wind-magnetosphere coupling, *Annales Geophysicae*, 29, 1129–1135

- Meziane, K., Alrefay, T. Y., Hamza, A. M., 2014, On the shape and motion of the Earth's bow shock, *Planet. Space Sci.*, 93, 1–9
- Meziane, K., Hamza, A. M., Maksimovic, M., Alrefay, T. Y., 2015, The Earth's bow shock velocity distribution function, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 120, 1229–1237
- Nabert, C., Glassmeier, K.-H., Plaschke, F., 2013, A new method for solving the MHD equations in the magnetosheath, *Annales Geophysicae*, 31, 419–437
- Palmroth, M., Laakso, H., Pulkkinen, T. I., 2001, Location of high-altitude cusp during steady solar wind conditions, *J. Geophys. Res.*, 106, 21 109–21 122
- Panov, E. V., Büchner, J., Fränz, M., Korth, A., Savin, S. P., Rème, H., Fornaçon, K.-H., 2008, High-latitude Earth's magnetopause outside the cusp: Cluster observations, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113, A01220
- Paschmann, G., Daly, P. W., 1998, *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*. ISSI Scientific Reports Series SR-001, ESA/ISSI, Vol. 1. ISBN 1608-280X, 1998, ISSI Scientific Reports Series, 1
- Paschmann, G., Schwartz, S., Escoubet, C., Haaland, S., 2006, *Outer Magnetospheric Boundaries: Cluster Results* -, Springer, Berlin Heidelberg, ISBN 978-1-402-04582-0
- Pater, I. d., Lissauer, J. J., 2015, *Planetary Sciences* -, Cambridge University Press, Cambridge, ISBN 978-1-316-19569-7
- Rème, H., Bosqued, J. M., Sauvaud, J. A., Cros, A., Dandouras, J., Aoustin, C., Bouyssou, J., Camus, T., Cuvilo, J., Martz, C., Medale, J. L., Perrier, H., Romefort, D., Rouzaud, J., D'Uston, C., Mobius, E., Crocker, K., Granoff, M., Kistler, L. M., Popecki, M., Hovestadt, D., Klecker, B., Paschmann, G., Scholer, M., Carlson, C. W., Curtis, D. W., Lin, R. P., McFadden, J. P., Formisano, V., Amata, E., Bavassano-Cattaneo, M. B., Baldetti, P., Belluci, G., Bruno, R., Chionchio, G., di Lellis, A., Shelley, E. G., Ghielmetti, A. G., Lennartsson, W., Korth, A., Rosenbauer, H., Lundin, R., Olsen, S., Parks, G. K., McCarthy, M., Balsiger, H., 1997, The Cluster Ion Spectrometry (CIS) Experiment, *Space Science Reviews*, 79, 303–350
- Rème, H., Aoustin, C., Bosqued, J. M., Dandouras, I., Lavraud, B., Sauvaud, J. A., Barthe, A., Bouyssou, J., Camus, T., Coeur-Joly, O., Cros, A., Cuvilo, J., Ducay, F., Garbarowitz, Y., Medale, J. L., Penou, E., Perrier, H., Romefort, D., Rouzaud, J., Vallat, C., Alcaydé, D., Jacquey, C., Mazelle, C., D'Uston, C., Möbius, E., Kistler, L. M., Crocker, K., Granoff, M., Mouikis, C., Popecki, M., Vosbury, M., Klecker, B., Hovestadt, D., Kucharek, H., Kuenneth, E., Paschmann, G., Scholer, M., Sckopke, N., Seidenschwang, E., Carlson, C. W., Curtis, D. W., Ingraham, C., Lin, R. P., McFadden, J. P., Parks, G. K., Phan, T., Formisano, V., Amata, E., Bavassano-Cattaneo, M. B., Baldetti, P., Bruno, R., Chionchio, G., di Lellis, A., Marcucci, M. F., Pallocchia, G., Korth, A., Daly, P. W., Graeve, B., Rosenbauer, H., Vasyliunas, V., McCarthy, M., Wilber, M., Eliasson, L., Lundin, R., Olsen, S., Shelley, E. G., Fuselier, S., Ghielmetti, A. G., Lennartsson, W., Escoubet, C. P., Balsiger, H., Friedel, R., Cao, J.-B., Kovrazhkin, R. A.,

- Papamastorakis, I., Pellat, R., Scudder, J., Sonnerup, B., 2001, First multispacecraft ion measurements in and near the Earth's magnetosphere with the identical Cluster ion spectrometry (CIS) experiment, *Annales Geophysicae*, 19, 1303–1354
- Roederer, J. G., 1970, *Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation*, Springer Verlag, Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-642-49300-3
- Rosenbauer, H., Gruenwaldt, H., Montgomery, M. D., Paschmann, G., Sckopke, N., 1975, Heos 2 plasma observations in the distant polar magnetosphere - The plasma mantle, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 80, 2723–2737
- Runov, A., Sergeev, V. A., Nakamura, R., Baumjohann, W., Apatenkov, S., Asano, Y., Takada, T., Volwerk, M., Vörös, Z., Zhang, T. L., Sauvaud, J.-A., Rème, H., Balogh, A., 2006, Local structure of the magnetotail current sheet: 2001 Cluster observations, *Annales Geophysicae*, 24, 247–262
- Smith, M. F., Lockwood, M., 1996, Earth's magnetospheric cusps, *Reviews of Geophysics*, 34, 233–260
- Stein, R. v., Glassmeier, K.-H., Dunlop, M., 1992, A Configuration Parameter for the Cluster Satellites, *Techn. Ber. Tech. Rep. 2/1992*, Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Universität Braunschweig
- Tang, B. B., Wang, C., Guo, X. C., 2012, Bow shock and magnetopause contributions to the magnetospheric current system: Hints from the Cluster observations, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 117, A01214

Danksagung

Für die Ermöglichung dieser Arbeit gilt mein großer Dank meinem Mentor und Betreuer Professor Dr. Karl-Heinz Glaßmeier. Er stand mir mit Rat und Tat für einen Großteil meiner Studienzeit zum Ende des Bachelorstudiengangs, während des gesamten Masterstudiengangs und während meiner Forschungsarbeit als Mitarbeiterin im Institut zur Seite und prägte meine wissenschaftliche Ausbildung.

Prof. Dr. Andreas Hördt danke ich dafür, dass er sich die Zeit genommen hat, meine Arbeit als zweiter Referent zu bewerten. Weiterhin danke ich Prof. Dr. Uwe Motschmann für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Die Basis meiner Arbeit bilden die FGM- und CIS-Daten der Cluster-Mission. Alle Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der FGM-, CIS- und CAA-Teams, welche diese Daten in aufbereiteter und kalibrierter Form anderen Wissenschaftler zur Verfügung stellen, sollen hier ebenfalls dankend erwähnt sein.

Meine Zeit als Studentin und Mitarbeiterin am Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik erlebte ich in einem tollen und kollegialen Arbeitsumfeld. Mein Dank gilt allen Kommilitoninnen und Kommilitonen, Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern für die gegenseitigen fachlichen Unterstützungen und die entspannten und freundschaftlichen Zeiten inmitten Studium und Forschung.

Insbesondere möchte ich hierbei Karl-Heinz-Fornaçon erwähnen, welcher mich in die Kalibrierung der Cluster-Magnetometerdaten einwies und in das „Cluster-Team“ integriert hat. Ich danke Charlotte Götz für den fachlichen und freundschaftlichen Austausch sowie ihre ausdauernde Unterstützung und Engagement rund um die Universitätsbürokratie. Daniel Heyner gilt mein Dank für die intensive Betreuung während der Anfertigung meiner Masterarbeit und in Bezug auf IDL-Programmierung, welche für die Anfertigung dieser Dissertation eine große Hilfe waren.

Besonders danken möchte ich meinem Bürokollegen Christopher Perschke. Wir standen gemeinsam an der Tafel in unserem Büro und diskutierten Fachliches, wir unterstützten uns gegenseitig bei unseren Arbeiten und Schriftstücken, bei unseren Gedanken und Ideen rund um unsere Arbeitsgebiete. Neben einem geschätzten Arbeitskollegen war er auch ein guter Freund, mit dem der private Austausch und die vielen Gespräche über Dinge, die außerhalb des Büros wichtig waren, einen großen Stellenwert besaßen.

Abseits der Universität möchte ich meiner Familie und meinem Mann von Herzen danken. Von ihnen erfahre ich seit jeher eine uneingeschränkte und unermüdliche Unterstützung bei allem, was ich mir vornehme.